Série A, N° 4684
N° D'ORDRE 5532

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Théophile LERAY

1re THÈSE. - "Contribution à l'étude de la diffusion de mésons π par des noyaux légers entre 500 et 1500 MeV/c".

2e THÈSE. - Proposition donnée par la Faculté.
"Quelques développements récents de la technique des chambres à étincelles".

Soutenues le 12 Janvier 1966 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN . . . . . *Président.*
M. JEAN . . . . . } *Examinateurs.*
J.-F. DETOEUF . . }
Z. MARIC. . . . . *Membre invité.*

Série A, N° 4684
N° D'ORDRE 5532

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Théophile LERAY

1re THÈSE. - "Contribution à l'étude de la diffusion de mésons π par des noyaux légers entre 500 et 1500 MeV/c".

2e THÈSE. - Proposition donnée par la Faculté.
"Quelques développements récents de la technique des chambres à étincelles".

Soutenues le 12 Janvier 1966 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN . . . . . *Président.*
M. JEAN . . . . . } *Examinateurs.*
J.-F. DETOEUF . . }
Z. MARIC. . . . . *Membre invité.*

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

- PROFESSEURS -

Doyen ..... M. ZAMANSKY

BRELOT	T	Analyse supérieure
PRENANT	T	Anatomie & histologie comparée
GRASSE	T	Evolution des être organisés
PREVOST	T	Chimie organique
WYART	T	Minéralo & cristallo
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie végé (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et relativité
MONNIER	T	Physiologie générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique ENS
CARTAN	T	Mathématiques ENS
LAFFITTE	T	Chimie générale
N...	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du globe
Melle COUSIN	T	Biologie animale SPCN
CHRETIEN	T	Chimie minérale
BOCQUET	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique ENS
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie SPCN & sédiment (Orsay)
GAUTHERET	T	Biologie végétale PCB
LUCAS R.	T	Recherches physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
MORAND	T	Physique enseignement
SOLEILLET	T	Physique PCB
FORTIER	T	Mécanique exp. des fluides
DRACH	T	Zoologie
QUENEY	T	Météo & dynamique atmos
GALLIEN	T	Embryologie
EICHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biologie végétale SPCN
Melle CAUCHOIS	T	Chimie physique
THELLIER	T	Physique du globe
L'HERITIER	T	Biologie générale Orsay
GRIVET	T	Radioélectricité Orsay
PONCIN	T	Mécanique générale
DU BREIL	T	Arith & théorie des nombres
QUELET	T	Chimie organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Géologie
TRILLAT	T	Microscopie et diffrac-élec
WIEMANN	T	Chimie organ & structu
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théorie physique
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minérall & cristal
J.P. MATHIEU	T	Physique optique
COUTEAUX	T	Cytologie
MAY	T	Zoologie
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie
FELDMANN	T	Biologie végétale marine
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul dif & intégral
CHOUARD	T	Physiologie végétale
MALAVARD	T	Aviation (technique aéron)
NORMANT	T	Synthèse organique
BENARD	T	Chimie minérale
BUVAT	T	Botanique ENS
DUGUE	T	Statistique mathématique
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie végé appli
MARECHAL	T	Optique théo et appli
KIRRMANN	T	Théorie chimique
CHAFEDAUD	T	Botanique
Melle LE BRETON	T	Physio de la nutrition
LELONG	T	Appli de l'ana à la géom
DEVILLERS	T	Anatomie & histo compa
EHRESMANN	T	Topologie algébrique
FRANCON	T	Physique SPCN
GLANGEAUD	T	Géogra phys & géol
DODEMENT	T	Mathématiques MGP
PISOT	T	Technique math de la physi
ROCH	T	Géologie
SCHATZMANN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Géologie générale
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique MGP
RIZET	T	Génétique Orsay
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T	Physique théorique
DIXMIER	T	Mathématiques MPC
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechn géné
BRUSSET	T	Chimie systèmatique
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL PY	T	Biologie végétale PCB
PANNETIER	T	Chimie générale
BRUN	T	Mécanique des fluides I
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay)
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (agréga)
Mme LELONG	T	Math II ENS
BELLAIR	T	Géologie SPCN
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique
LAMOTTE	T	Zoologie ENS
MICHEL A.	T	Chimie minérale Orsay
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER	T	Physiologie comparée
CAMUS	T	Physio végé
CASTAING	T	Physique II thermo (Orsay)
CURIEN	T	Minéralo & cristal
MOYSE	T	Physio végé (orsay)
Mme CHARNIAUX-COTTON	T	Evolution des êtres organisés
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie quantique
TEILLAC	T	Physique nuc & radioacti. (Orsay)
TONNELAT	T	Bio physico chim (Orsay)
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART	T	Chimie PCB
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches physiques
GUINOCHET	T	Biolo végé SPCN (Orsay)
ROLLET	T	Chimie minérale
Melle JOSIEN	T	Chimie SPCN
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes

ARNOULT	T Electronique Orsay
CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
DENY	T Mathé géné (Orsay)
GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
LUCAS	T Géologie
ALLARD	T Chimie physique
BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
BRICARD	T Météor et physique de l'at-
Mme ALBE FESSARD	T Psycho physio
FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
M. JULIA	T Etudes des moléculaires complexes
LENDER	T Biologie animale SPCN Orsay
MAGAT	T Physico chimie des radio élements
Melle QUINTIN	T Electrochimie
MONOD	T Chimie du métabolisme
BENOIT	T Physio animale Orsay
DE POSSEL	T Analyse numérique
CHARLOT	T Chimie analytique
LEMEE	T Ecologie végétale Orsay
GUERIN	T Chimie MPC Orsay
CHATELET	T Chimie PCB
JEAN	T Physio nucléaire Orsay
MATTLER	T Physique SPCN
BERGERARD	T Zoologie Orsay
BERTEIN	T Electronique Orsay
BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme COUTURE	T Thermo et méca physique
ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
FRANC	T Biologie animale PCB
SCHNELL	Botanique tropicale
STLKOWSKI	T Physiologie végétale
ACHER	T Chimie biologique
BAUDOUIN	T Biologie animale PCB
BEAUMONT	Biologie animale SPCN
BLAMONT	Géophysique ionosphère
BOUREAU	T Botanique
CURIE D.	Physique MGP
DURAND DELGA	T Géologie
FREON	T Chimie organique Orsay
HELLER	T Physiologie végétale
TORTRAT	T Calcul des probalités
CAILLEUX	T Géologie SPCN
MAGNAN	Physique électricité
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli à la chimie théo & à la phy nucléaire
Melle FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca céleste
Melle VEIL	T Physiologie générale
LWOFF	T Micobiologie
SIESTRUNCK	T Méca phys & expérimentale
LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
CABANNES	T Mécanique générale
LESIEUR	T Math I (Orsay)
MAZET	T Méca géné (Orsay)
CAIRE	Géogra physique et géo dynami
COMOLET	Méca des fluides
CORABOEUF	T Physio animale (Orsay)
DELLOUE	T Physique de l'exosphère
GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
HOUILLON	Biologie animale PCB
JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
MALGRANGE	T Technique mathé de la phy Ors
OLIVIER	Antropologie
NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
SAMUEL	T Math ENS féminines
KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
THIRY	T Méca céleste
ABELES	Physique SPCN
AMAT	T Physique PCB
AUBOIN	T Géologie
Mme BENOIT-GUETAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
BRUHAT	T Math MPC
BRUNN	T Géologie historique Orsay
CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
DEHEUVELS	T Math propé
D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
FURON	T Géologie SPCN
Mme GANS	T Génétique
GENEVES	Biologie végétale PCB
GUILBERT	Physique CUS Orléans
HUPE	T Pétrographie
HOLLANDE	T Biolo géné
LIONS	T Analyse numérique
MAITTE	T Chimie PCB
MEYER	Physique propé
NICOLAS	Géologie appliquée
PANIGEL	Biologie générale
RAVIER	Pétrographie
ROSEAU	T Méca théorique des fluides
ROUBINE	Electronique
SILBER	T Chimie PCB
UEBERSFELD	T Electronique
YVON	T Théories physiques
HERVE	T Mathématiques
NERON	T Math MPC (Orsay)
Mme PECKER WIMEL	T Astrophysique
BALKANSKY	Physique MPC
LE CORRE	T Electricité
DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
GOURDIN	Physique théorique (Orsay) des hautes énergies
LEHMANN	T Physique exp des hautes énergies
NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
ECHALIER	Biologie animale PCB
BARRAUD	physiolo cellulaire
LIORET	Physiologie végé Orsay
DARS	Géologie structurale & Géo appli
CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
ARNOUS	T Physique théorique
TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
MALLIAVIN	T Math propé (Orsay)
GAUDEMAR	Chimie propé
PEREZ Y JORBA	Physique Exp des Hautes énergies (Orsay)
DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
BROUSSE	T Mécanique théorique
ROSCH	T Astronomie
GUY	T Physique expérimentale
LAZARD	Math MPC
MOREL Pierre	Physique MPC
ARSAC	Programmation

LEFEBVRE	Chimie MPC
CHAPEVILLE	Biochimie
BENOIT	Physique CPEM
RIO	Chimie CPEM
JAUZEIN	Géologie ENS
PREVOST Geor.	BV CPEM
FAVARD P.	BA CPEM
VILKAS	Chimie CPEM
Melle FICINI	Chimie CPEM
LEQUEUX	Astronomie
COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
TAVERNIER	Physique CPEM
Mme ROIZEN	Physique CPEM
DURAND M.	BA SPCN
PASCAUD	Physiologie
Mme PETIT	BA CPEM
BROUSSE	Géologie Orsay
CAGNIAC	Physique agrégation Orsay
LEBERRE	Zoologie (Orsay)
SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
De GENNES	Physique des solides (Orsay)
RIOU	Physique nuclé exp. Orsay
CLAUSER	Chimie biolo Orsay
CHEVALIER	Physio animale Orsay
JANCOVICI	Physique atomique Orsay
FALK-VAIRANT	Physique nucléaire Orsay
FETIZON	Chimie propé Orsay
CERF	Mathématiques Orsay
LURCAT	Physique
RIGAUDY	Chimie SPCN
SIGWALT	Chimie SPCN
FOURNET	Electricité générale
COLLONGUES	Chimie CPEN
DUBERT	Biochimie
LAVOREL	Biologie physico chimique
MOREL F.	Physiologie comparée
TALBOT	Génétique chimique
Mme NOUGAREDE	Botanique
FRANCOIS	Zoologie
IVANOFF	Océanographie physique
CADIOT	Chimie organique
BARUCH	Physique propédeutique
NOZIERES	Physique générale
BOK	Physique propédeutique
SLONIMSKI	Génétique

LE SECRETAIRE GENERAL

R. POULLAIN

INTRODUCTION

Les sections efficaces de diffusion π-proton ont été systématiquement mesurées, ces dernières années, entre 400 et 1800 MeV/c [1 à 6]. Cette accumulation de résultats expérimentaux n'a pas permis de dégager une théorie de l'interaction π-nucléon. Néanmoins, certains résultats remarquables ont été obtenus, notamment la mise en évidence et la détermination des nombres quantiques de résonances π-nucléons.

S'il existe, à basse énergie, quelques expériences de diffusion π-noyaux [7 à 14] utilisant des techniques récentes de mesures, la zone d'énergie 500 - 1500 MeV/c, elle, avait été très peu étudiée jusqu'à maintenant. Les seuls résultats connus [15 à 17] avaient été obtenus à l'aide d'appareillage et de techniques sensiblement améliorés depuis. Aussi avons-nous entrepris des mesures systèmatiques de la diffusion π -noyaux légers dans cette zone d'énergie. Les interprétations théoriques actuelles (modèle optique, approximation d'impulsion) relient l'amplitude de diffusion π-noyaux aux amplitudes π-nucléons ainsi qu'à des grandeurs caractéristiques de la structure nucléaire (rayon, distribution des nucléons, etc...). Nous avons voulu examiner si la meilleure détermination de la diffusion π-nucléon signalée plus haut permettait d'accroître notre connaissance de la structure nucléaire. Il nous a semblé également intéressant d'étudier le comportement des résonances π-nucléon lorsque celui-ci est lié dans un noyau.

Nous présentons ici des mesures de diffusion de mésons π par des noyaux de deutérium et d'hélium. Les considérations suivantes ont fixé le choix de ces deux noyaux:

a) Les expériences de diffusion par le deutérium font intervenir la plus simple des réactions nucléaires et les techniques d'approximation qui sont utilisées pour les interpréter (approximation d'impulsion) servent également à rendre compte de diffusion par des noyaux plus lourds. Le deuton permet d'étudier des interactionsque l'on ne peut atteindre avec les particules libres (en particulier les interactions méson K-neutron) ; on ne peut espérer obtenir d'informations précises sur ces interactions si le mécanisme de la diffusion π-deuton ou nucléon-deuton n'est pas bien compris.

b) Une expérience de diffusion π-hélium, réalisée en chambres à bulles, donnait une section efficace totale nettement supérieure aux prédictions théoriques [17]. Nous avons voulu voir si une technique expérimentale différente et plus précise, infirmait ou confirmait ce résultat. Il était par ailleurs intéressant d'éprouver la validité du modèle optique appliqué à un noyau aussi léger que l'hélium.

Les sections efficaces totales π-deutérium, d'absorption et de diffraction π-hélium ont été mesurées, entre 500 et 1500 MeV/c, à l'aide de compteurs à scintillation. Quelques mesures de sections efficaces totales π-proton ont été également effectuées ainsi que des mesures comparatives des sections efficaces π^+ et π^- deuton entre 700 et 1200 MeV/c.

Ces mesures nous ont permis d'éprouver, dans cette zone d'énergie, la validité de l'approximation d'impulsion et des approximations qui sont habituellement faites à plus basse énergie dans l'établissement du potentiel optique. Nous discutons ci-dessous

ces approximations en détail. Nous montrons, en particulier, que le mouvement de Fermi des nucléons du noyau ne peut être négligé entre 500 et 1500 MeV/c dans la diffusion π-noyau alors que ceci est justifié aux énergies plus basses.

Un exposé succint du modèle optique et de l'approximation d'impulsion est présenté au chapitre I. Les mesures sont décrites en II. On discute en III les résultats des mesures de diffusion π-proton et π-deuton. Les mesures π-hélium sont interprétées au moyen du modèle optique (chapitre IV). L'influence du mouvement de Fermi sur l'interaction π-noyau léger est discuté au chapitre V.

x x
x

CHAPITRE I

LE MODELE OPTIQUE ET L'APPROXIMATION D'IMPULSION

A. - GENERALITES

Le modèle optique et l'approximation d'impulsion sont les deux méthodes les plus couramment utilisées pour interpréter des mesures de diffusion de méson π par des noyaux. Ils permettent de tirer de l'expérience des informations sur la structure nucléaire : rayon, distribution de charges, etc...

Nous allons rappeler les types d'information sur le noyau que l'on peut espérer déterminer à partir d'expériences de diffusion et plus particulièrement de diffusion de méson π . Nous rappellerons ensuite comment le modèle optique et l'approximation d'impulsion permettent d'obtenir ces informations.

1°) Nécessité d'introduire les modèles nucléaires

La détermination des propriétés physiques d'un noyau nécessite la résolution de l'équation de Schrödinger suivante *:

$$(1) \quad \left(\sum_{i=1}^{A} K_i + \sum_{i \neq j = 1}^{A} U_{ij} - W_o \right) | O > = O$$

où $K_i = \nabla_i^2 / 2 m_1$ est l'opérateur énergie cinétique du i ème nucléon (nous prenons $\hbar = c = 1$)
$|O>$ est l'état fondamental du noyau, $g(\vec{r}_1 \cdots \vec{r}_A) = <\vec{r}_1 \cdots \vec{r}_A \mid 0>$ sa fonction d'onde, W_o son énergie fondamentale.
U_{ij} est le potentiel d'interaction entre les nucléons i et j ; les forces à 3 corps et plus ont été négligées.

La solution de ce problème suppose d'une part que l'on connaisse U_{ij} , et d'autre part que l'on sache résoudre l'équation (1) et en déduire les propriétés observables.

a) On a tenté de déterminer U_{ij} à partir de l'analyse des interaction élémentaires nucléon-nucléon ou de la théorie mésique des interactions fortes. Malheureusement l'état actuel des connaissances sur ces interactions fondamentales ne permet pas d'espérer une détermination prochaine de U_{ij}.

b) De plus , U_{ij} étant supposé connu, la résolution de (1) est un problème à N corps très compliqué. Aussi postule-t-on des modèles nucléaires : modèle en couche, modèle de la goutte, etc..., qui doivent permettre de représenter les propriétés expérimentalement connues des noyaux : rayon, énergie de liaison, spin, nombre magique, etc.

---

*Les nucléons du noyau sont supposés non relativistes. L'imprécision des théories nucléaires actuelles rend négligeable l'erreur ainsi introduite.

On ramène le plus souvent le problème à N corps à un problème soluble à 2 corps en introduisant un potentiel moyen pour représenter par exemple l'action sur un nucléon de l'ensemble des autres nucléons du noyau, comme dans le modèle en couches ou pour représenter l'action de l'ensemble des nucléons sur la particule diffusée, comme dans le modèle optique.

2°) Détermination des grandeurs caractéristiques d'un noyau.

Les principales informations sur les noyaux ont été obtenues grâce à des expériences de diffusion de diverses particules élémentaires (nucléons, électrons, mésons π, etc...) ou non (deuton, noyau d'hélium, etc...).

a) Les grandeurs observables du système quantique constitué par les A nucléons sont des valeurs moyennes sur l'état fondamental du noyau, représenté par $g(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A)$, de divers opérateurs. Ainsi le rayon du noyau vaut :

$$(2) \quad R^2 = \langle r^2 \rangle = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^{A} \int r^2 \left| g(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \right| d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A \; \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \, d\vec{r}$$

la densité de matière nucléaire est égale à :

$$(3) \quad \rho(r) = \sum_{i=1}^{A} \int \left| g(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \right|^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}) \, d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A$$

etc...

On jugera de la validité d'un modèle nucléaire en comparant avec l'expérience les diverses grandeurs observables calculées à partir de la fonction d'onde déduite de ce modèle.

b) On a d'abord cherché à déterminer le rayon des noyaux. Les premières valeurs ont été obtenues à partir de la diffusion de neutrons ou de noyaux d'hélium ou à partir de réactions nucléaires. Mais ces méthodes nécessitent la connaissance de la portée des forces nucléaires. Aussi a-t-on préféré déterminer les caractéristiques géométriques du noyau en utilisant des particules qui interagissent électromagnétiquement avec les nucléons, l'interaction électromagnétique étant, contrairement à l'interaction nucléaire, bien connue théoriquement.

c) La section efficace différentielle élastique de diffusion électron-noyau s'écrit :

$$(4) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P F^2(q)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P$ est la section efficace de diffusion d'un électron par une charge Ze supposée ponctuelle.

F (q) est le facteur de forme :

$$(5) \quad F(q) = \int e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}} \rho(\vec{r}) \, d\vec{r}$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P$ étant connue, les expériences de diffusion électron-noyau permettent de dé-

terminer non seulement le rayon R du noyau mais aussi la densité de charge $\rho(r)$. Hofstadter et ses collaborateurs ont pu ainsi éprouver divers modèles nucléaires. Ils ont, en particulier, pu montrer que le modèle en couche rend bien compte des mesures pour les noyaux de la couche P. Pour les noyaux plus lourds le modèle de Fermi convient mieux [18].

d) Ces expériences ne déterminent que la répartition des protons dans le noyau, répartition qui peut être différente de la répartition de la matière nucléaire. Pour déterminer celle-ci on doit utiliser des particules ayant des interaction nucléaires.

Afin d'obtenir des informations sur des grandeurs telles que la distribution en impulsion des nucléons ou les corrélations nucléaires, grandeurs qui se déduisent également de la fonction d'onde $g(\vec{r}_1 \ldots \vec{r}_A)$, il est souvent intéressant d'utiliser des particules autres que les électrons. Nous allons voir que, parmi celles-ci, les mésons π jouent un rôle privilégié.

3°) Interaction méson π -noyau

a) Intérêt des expériences π -noyau

L'interaction du méson π avec les nucléons est une des interactions nucléaires les mieux connues.

Le méson π est un boson : il peut donc être absorbé et l'analyse cinématique des réactions en est grandement simplifiée.

Son spin isotopique vaut 1. Il permet donc d'étudier des transitions nucléaires qui ne pourraient pas l'être par d'autres moyens.

Les trois états de charge rendent possible des processus d'échange de charge.

(6) $\pi^+ + {}^{Z}A_{N} \longrightarrow \pi^\circ + {}^{Z+1}A_{N-1}$

et, ce qui semble plus intéressant encore, des processus de double échange de charge [19].

(7) $\pi^\pm + {}^{Z}A_{N} \longrightarrow \pi^\mp + {}^{Z\pm 2}A_{N\mp 2}$

b) Diffusion pion noyau

L'interaction nucléaire étant une interaction forte, la théorie de perturbation ne peut pas lui être appliquée. Nous allons décrire les méthodes de calcul qui sont habituellement utilisées pour déterminer l'amplitude de diffusion π -noyaux.

L'hamiltonien total du système π -noyau s'écrit : [20]

(8) $H = H_o + H_1$

(9) avec $H_o = H_N + K$

(10) où $H_N = \sum_{i=1}^{A} K_i + \sum_{i \neq j = 1}^{A} U_{ij}$

est l'hamiltonien du noyau et

K est l'opérateur énergie cinétique du méson ;

(11) $H_1 = \sum_{i=1}^{A} V_i$

est l'hamiltonien d'interaction : c'est une somme de potentiels à 2 corps ; on néglige les interactions à 3 corps et plus.

Soit $|i\rangle$ l'état initial de la diffusion π-noyau

(12) $|i\rangle = |O\rangle * |\vec{P}_i\rangle$

$|\vec{P}_i\rangle$ est l'état initial du méson d'impulsion $\vec{P}_i$

On a :

(13) $H|i\rangle = (E_i - W_o)|i\rangle = E|i\rangle$

La diffusion π-noyau est décrite par la matrice de transition T qui obéit à l'équation

(14) $T = H_1 (1 + Ga\ T)$
avec $G_a = 1/(E - H_o + i\nu)$

L'amplitude de diffusion, quantité mesurable expérimentalement, est définie par :

(15) $F = \langle f | T | i \rangle$

$|f\rangle$ est l'état final de la diffusion.

Watson [21] a montré que la solution de l'équation intégrale (14) peut s'écrire :

(16) $T = \sum_i T(i)$

(17) avec $T(i) = t(i)(1 + Ga \sum_{i \neq j = 1}^{A} T(j))$

et $t(i) = V_i (1 + Ga\ t(i))$

une solution équivalente, qui permettra de mieux introduire l'approximation d'impulsion, est : [22]

(18) $T = \sum_i T_o(i)$

(19) avec $T_o(i) = t_o(i)\left[1 + G_a \sum_{i \neq j} T(j)\right] + \bar{\Delta}(i) T_o(i)$

(20) et $t_o(i) = V_i(1 + G_o(i)\, t_o(i))$

$$G_o(i) = \frac{1}{E_i - (K + K_i) + i\nu}$$

(21) $\bar{\Delta}(i) = -t_o(i)\, G(i) \left[w_o - (H_N - K_i)\right]$

$t_o(i)$ est un opérateur de diffusion à deux corps tandis que t(i) est un opérateur de diffusion à N corps

(22) $t(i) = t_o(i) / (1 - \bar{\Delta}(i))$

$\Delta(i)$ exprime l'influence du noyau sur la diffusion à deux corps du méson par le nucléon i. La présence du dernier terme T_o (i) et la structure de Δ (i) montrent que cette influence se manifeste par une rediffusion du méson par le même nucléon i.

c) L'approximation des autres nucléons spectateurs.

La résolution du système d'équations couplées (18), (19) nécessite la connaissance de t_o (i), matrice de diffusion π-nucléon lié. Or seule l'interaction π-nucléon libre peut être étudiée expérimentalement.

L'idée la plus simple pour déterminer la matrice t_o (i) consiste à supposer celle-ci peu différente de la matrice de diffusion pour un nucléon libre. Cette approximation dite : "Approximation des autres nucléons spectateurs" * revient à négliger l'influence des autres nucléons sur la diffusion à deux corps du méson par le nucléon i. C'est l'approximation fondamentale de la physique nucléaire à haute énergie . Elle est fondée sur les hypothèses suivantes :

- le méson interagit avec un seul nucléon à la fois.
- le temps d'interaction est petit par rapport au temps de relaxation du noyau.
- le nucléon cible est supposé libre, du point de vue de la cinématique, pendant le temps d'interaction ; le potentiel $\sum U_{ij}$ est négligé devant l'énergie cinétique du méson incident ; les forces de liaison ne jouent aucun rôle sinon pour déterminer la distribution en impulsion du nucléon cible.
- la matrice de diffusion à deux corps n'est pas affectée par la présence des autres nucléons. On pose donc $\Delta(i) = 0$

La validité de cette approximation est très difficile à établir rigoureusement. On peut penser qu'elle est d'autant mieux vérifiée que l'énergie incidente du méson est plus élevée [24,25] . Ceci sera discuté au chapitre III

d) Pour calculer l'amplitude F de diffusion π-noyau deux modèles sont le plus souvent utilisés. Le choix entre les deux est dicté par les observations suivantes.

L'équation de diffusion (18) peut s'écrire :

$$(23) \qquad T = \sum_i t_o(i) + D$$

où D représente les termes de diffusion multiple.

Si D est négligeable on applique l'approximation d'impulsion. Seule la somme $\Sigma t_o(i)$ est calculée en appliquant "l'approximation des autres nucléons spectateurs" L'approximation d'impulsion convient aux diffusions de méson π par des noyaux très légers et à l'étude de certaines interactions inélastiques. Elle permet de bien tenir compte des effets liés à la structure nucléaire. Mais elle n'est pas bien adaptée aux noyaux lourds.

Dans les autres cas on utilise le modèle optique qui tient compte de manière cohérente de la diffusion multiple. Il convient, en principe, à tous les noyaux . Mais il ne permet de décrire que les diffusions élastiques.

---

* souvent appelée "Approximation d'impulsion". Nous réserverons cette dernière notation à l'approximation introduite par Chew dans la diffusion nucléon-deuton (voir à ce sujet la discussion de Kowalski et Feldmann). [22]

Nos mesures de diffusion π-deuton et π-hélium seront interprétées, les premières à l'aide de l'approximation d'impulsion (chapitre III), les secondes à l'aide du modèle optique (chapitre IV).

Nous allons rappeler brièvement les résultats théoriques qui peuvent être déduits de ces modèles.

B. - LE MODELE OPTIQUE

Le modèle optique ramène le problème à plusieurs corps de l'interaction π-noyau au problème plus simple à deux corps de la diffusion du méson par un potentiel complexe. Celui-ci est relié, au moyen de quelques hypothèses que nous discuterons ci-dessous, à l'amplitude de diffusion π-nucléon libre ainsi qu'à des grandeurs caractéristiques de la structure du noyau diffuseur.

On ne rappelera, dans ce qui suit, que les principaux résultats du modèle obtenus par Watson et ses collaborateurs *. On négligera l'interaction spin orbite. La cinématique de l'interaction π-nucléon cible sera traitée d'un point de vue relativiste. On utilisera, par contre, des fonctions d'onde non relativiste. (cf. note de la page 3).

1°) Introduction d'un potentiel optique

On montre [26] qu'il est possible de définir rigoureusement, à partir des équations (16) et (17), un potentiel V tel que :

$$(24) \qquad \mathcal{T} = V\left(1 + \frac{1}{E - H + i\nu}\,\mathcal{T}\right)$$

où $\mathcal{T} = \langle O \mid T \mid O \rangle$

Le potentiel moyen V, appelé potentiel optique, est défini par l'équation

$$(25) \qquad V = \langle O \mid H_1 \left(1 + \frac{1}{E - H_o - Q_o H_1 + i\nu}\right) Q_o H_1 \mid O \rangle$$

où $Q_o = \sum_{n \neq O} \mid n \rangle\langle n \mid$ est le projecteur sur les états du noyau différents de l'état fondamental.

On peut montrer que la solution de l'équation (24) est équivalente à la solution de l'équation de Klein Gordon suivante :

$$(26) \qquad \left[(E - V)^2 - \nabla^2 - m^2 \right] \Psi = O$$

le méson π étant un boson.

L'expression (25) du potentiel ne permet pas de résoudre l'équation (26). Des approximations sont nécessaires.

2°) Les approximations simplificatrices habituellement faites dans le calcul du potentiel optique.

---

* Nous renvoyons, pour un exposé plus complet, aux articles de Feshbach [26], Kerman et al. [27] ou aux monographies plus récentes : Jones [28], Hogdson [29].

Définissons $T' = \frac{A-1}{A} T$. On montre [26] qu'il est possible d'associer à T' un potentiel V' défini par * :

$$V' = \langle O \mid (A-1)\, t(i) \left[1 + \frac{1}{E - H_o - Q_o (A-1)\, t(i) + i\nu} \; Q_o (A-1)\, t(i) \right] \mid O \rangle \tag{27}$$

a) Approximation de la diffusion multiple

La première simplification que l'on peut introduire dans le calcul du potentiel V' consiste à négliger les processus dans lesquels le noyau est excité dans l'état intermédiaire. V' se réduit alors à :

$$V' = (A-1) \langle O \mid t(i) \mid O \rangle \tag{28}$$

Cette approximation, dite de la "diffusion multiple", revient à négliger les corrélations entre les nucléons. L'erreur ainsi introduite est difficile à estimer. Les corrections à cette approximation dépendent beaucoup des modèles du noyau utilisés pour les calculer [30]. Une estimation faite par Goldberger et Watson [25] montre que l'approximation de la diffusion multiple est valable dans la zone d'énergie qui nous intéresse.

b) Approximation des autres nucléons spectateurs

Après application de "l'approximation des autres nucléons spectateurs" V' devient :

$$V' = (A-1) \langle O \mid t_o(i) \mid O \rangle \tag{29}$$

Soit, dans l'espace des impulsions,

$$\langle \vec{k}' \mid V' \mid \vec{k} \rangle = \sum_i \int \langle O \mid \vec{p}'_1 \cdots \vec{p}'_A \rangle \langle \vec{p}'_1 \cdots \vec{p}'_A \vec{k}' \mid t_o(i) \mid \vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A \vec{k} \rangle \langle \vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A \mid O \rangle \, d\vec{p}_1 \cdots d\vec{p}_A \, d\vec{p}'_1 \cdots d\vec{p}'_A \tag{30}$$

$\langle \vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A \mid O \rangle = \Phi(\vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A)$ est la transformée de Fourier de la fonction d'onde du noyau.

$\vec{k}$ et $\vec{k}'$ sont les impulsions initiale et finale du méson π.

L' "approximation des autres nucléons spectateurs" permet d'écrire :

$$\langle \vec{p}'_1 \cdots \vec{p}'_A \vec{k}' \mid t(1) \mid \vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A \vec{k} \rangle = \delta(\vec{p}'_2 - \vec{p}_2) \cdots \delta(\vec{p}'_A - \vec{p}_A) \; \delta(\vec{p}'_1 + \vec{k}' - \vec{p}_1 - \vec{k}) \langle \vec{K}' \mid t(1) \mid \vec{K} \rangle \tag{31}$$

$\vec{K}$ et $\vec{K}'$ sont les impulsions relatives π-nucléon avant et après diffusion. Les $\delta(\vec{p}' - \vec{p})$ de conservation des impulsions traduisent mathématiquement le fait que les nucléons 2..A sont spectateurs dans la diffusion du méson par le nucléon cible (ici le nucléon 1).

En reportant la relation (31) dans (30) on obtient :

---

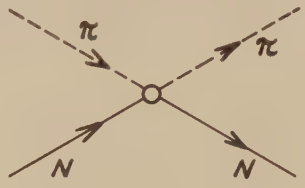
* Notons que le fait d'introduire T' à la place de T n'amène pas de complications pratiques importantes [27] ; il suffit de multiplier l'amplitude F' déduite de T' par $\frac{A-1}{A}$ pour obtenir F.

$$\langle \vec{k'} \mid V' \mid \vec{k} \rangle = \int \phi^* (\vec{p}_1' \cdots \vec{p}_A) \; \phi (\vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A) \; M (\vec{k}, \vec{p}, \vec{q}) \; \delta (\vec{p}_1 - \vec{p}'_1 - \vec{q})$$

(32)

$\vec{q} = \vec{p}' - \vec{p}$ est le transfert $\qquad d\vec{p}_1 \cdots d\vec{p}_A \, d\vec{p}'_1$

$M (\vec{k}, \vec{p}, \vec{q}) = \Sigma \langle \vec{K'} \mid t(i) \mid \vec{K} \rangle$ est l'amplitude de diffusion du méson d'impulsion $\vec{k}$ par un nucléon d'impulsion $\vec{p}_1$. Cette diffusion est représentée par le diagramme suivant:



L'expression (30) ne permet pas encore des calculs explicites. V est, en particulier, non local. Trois approximations supplémentaires sont habituellement faites

c) L'approximation statique

Si M varie peu avec $\vec{p}$ on peut prendre $\vec{p}$ = o dans M qui sort alors de l' intégrale et

$$(33) \quad \langle \vec{k'} \mid V' \mid \vec{k} \rangle = M (\vec{k}, \vec{q}) \; F (q)$$

F (q) est le facteur de forme défini en (7)

Cette approximation dite "approximation statique" est raisonnablement vérifiée à basse énergie, domaine dans lequel elle a été le plus employée. Des corrections ont été néanmoins proposées : Kerman et al [27] suggèrent de développer M en série de puissances de $\vec{p}$. Goldberger et Watson [25] ont calculé une correction proportionnelle à la valeur moyenne de $\vec{p}$. Nous verrons au chapitre IV que l'approximation statique est mauvaise entre 500 et 1500 MeV/c.

d) L'approximation locale appliquée au potentiel

L'impulsion $\vec{k}$ du méson dans le noyau est différente de l'impulsion incidente $\vec{k}_1$. L'interaction est donc non locale [31 à 33] . On résout la difficulté en développant $M (\vec{k}, o, \vec{q})$ autour de $\vec{k} = \vec{k}_1$ (réf. 32, 33).

$$(34) \quad M (\vec{k}, O, \vec{q}) = M (\vec{k}_1, O, \vec{q}) + (\vec{k} - \vec{k}_1) \left\{ \vec{\nabla} M (\vec{k}, O, \vec{q}) \right\}_{\vec{k} = \vec{k}_1}$$

et en ne retenant que le premier terme du développement.

Le potentiel devient local

$$(35) \quad V' (r) = \int e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}} \; M (\vec{k}_1 O, \vec{q}) \; F (q) \; d\vec{q}$$

e) Dépendance de l'amplitude $M (\vec{k}, \vec{q})$ en fonction du transfert

$M (\vec{K}, \vec{q})$ varie lentement avec $\vec{q}$. On néglige souvent cette variation devant celle de F (q) qui décroît très rapidement en fonction de q et on écrit

$$(36) \quad V' (r) = M (k_1, O) \int e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}} \; F (q) \; d\vec{q} = M (k_1, O) \; \rho (r)$$

Cette dernière approximation est très bonne dans le cas des noyaux lourds car F (q) joue alors vraiment un rôle de coupure.

3°) V' (r) est maintenant bien déterminé, M (k, o) est l'amplitude de diffusion vers l'avant π -nucléon libre : sa partie imaginaire est déduite de l'expérience par le théorème optique. Si on suppose l'analyticité de l'amplitude de diffusion π -nucléon sa partie réelle peut alors être calculée à l'aide des relations de dispersion. La distribution ρ (r) est reliée à la fonction d'onde du noyau par la relation (3).

Il est possible de calculer l'amplitude F en résolvant l'équation de Klein Gordon (26). La comparaison avec l'expérience doit nous permettre d'éprouver la validité d'une part des hypothèses faites dans l'établissement du modèle optique : approximation de la diffusion multiple, d'impulsion, etc... et d'autre part des modèles nucléaires, comme dans les expériences de diffusion d'électron : il suffit de prendre les ρ (r) donnés par divers modèles et de les confronter avec l'expérience.

En pratique la précision des mesures faites jusqu'à maintenant ne permet pas de réaliser le deuxième point. On a l'habitude de prendre les distributions ρ (r) données par Hofstadter. L'intensité des faisceaux et la qualité de l'appareillage actuellement existants devraient permettre, dans un proche avenir, de déterminer également expérimentalement ρ (r) . On pourrait, en particulier, ainsi savoir, en rapprochant des mesures avec les électrons, si les densités de charge et de matière nucléaire sont identiques.

On confrontera au chapitre IV la théorie du modèle optique avec des mesures de diffusion π -hélium entre 600 et 1300 MeV/c.

C. - L'APPROXIMATION D'IMPULSION APPLIQUEE A QUELQUES CAS PARTICULIERS.

Les diffusions inélastiques ne peuvent être traitées par le modèle optique. Un autre formalisme doit être employé. On utilise alors l'approximation de Born avec ondes distordues. Malheureusement les calculs sont longs et compliqués.

Dans quelques cas particuliers les termes de diffusion multiple peuvent être négligés en première approximation. On utilise alors "l'approximation d'impulsion" telle qu'elle a été introduite et définie par Chew [23] . On traite ainsi la diffusion par le deuton mais aussi par certains noyaux pour lesquels on suppose qu'un ou deux nucléons situés hors d'une couche complète jouent un rôle priviligié. L'approximation d'impulsion est particulièrement utile pour la description des réactions inélastiques.

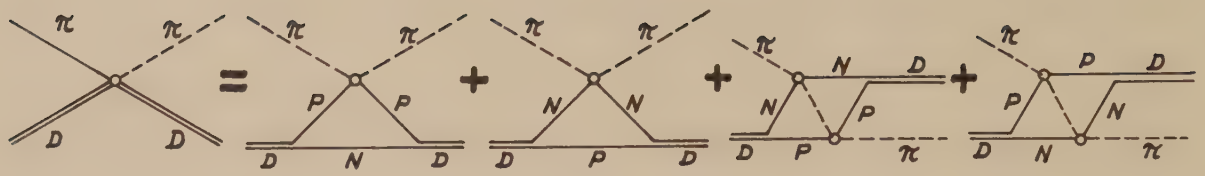
1°) Diffusion π-deuton

a) L'approximation d'impulsion

Les équations (18) et (19) nous donnent

$$T = t(P) + t(N) + t(P)\,\frac{1}{E - K - K(P) + i\nu}\,t(N) + t(N)\,\frac{1}{E - K - K(N) + i\nu}\,t(P) + \cdots \qquad (37)$$

ce qui correspond aux diagrammes suivants :



Les termes non indiqués représentent des diffusions d'ordre supérieur. K (P) et K (N) sont les opérateurs énergie cinétique du proton et du neutron du deuton . Celle-ci provient du mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau.

L'approximation d'impulsion au sens de Chew revient :

- à admettre l'approximation des "autres nucléons spectateurs" telle qu ' elle a été définie précédemment.
- à ne retenir que les deux premiers termes du développement (37). Les termes de diffusion multiple sont donc négligés.

On obtient alors :

(38) $T(D) = t(P) + t(N)$

b) Calcul de l'élément de matrice dans l'espace des impulsions

L'amplitude de diffusion, dans l'espace des impulsions, s'écrit :

(39)
$$\langle f \mid T \mid i \rangle = \langle f \mid t(P) + t(N) \mid i \rangle$$
$$= \int \langle f \mid \vec{p'}_1 \vec{p'}_2 \vec{k'} \rangle \langle \vec{p'}_1 \vec{p'}_2 \vec{k'} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{p}_1 \vec{p}_2 \vec{k} \rangle \langle \vec{p}_1 \vec{p}_2 \vec{k} \mid i \rangle \, d\vec{p}_1 \, d\vec{p}_2 \, d\vec{k} \rangle$$

où $\delta(\vec{k}_1 - \vec{k})$ est l'onde plane qui décrit le méson π incident.
$\delta(P-Pi)$ celle qui décrit le mouvement du centre de masse du deuton ; $\phi(r)$ est la transformée de Fourier de la fonction d'onde du deuton.

$$\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$$
$$\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$$

Puisque l'un des nucléons est spectateur, on obtient :

$$\langle \vec{p'}_1 \vec{p'}_2 \vec{k'} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{p}_1 \vec{p}_2 \vec{k} \rangle = \delta(\vec{p'}_2 - \vec{p}_2) \, \delta(\vec{p'}_1 + \vec{k'} - \vec{p}_1 - \vec{k}) \langle \vec{K'} \mid t(P) \mid \vec{K} \rangle$$
$$+ \delta(\vec{p'}_1 - \vec{p}_1) \, \delta(\vec{p'}_2 + \vec{k'} - \vec{k} - \vec{p}_2) \langle \vec{K'} \mid t(N) \mid \vec{K} \rangle$$

où $\vec{Ki}$ est l'impulsion relative π -nucléon
ce qui donne

(40) $$\langle f \mid T \mid i \rangle = \delta(\vec{P} - \vec{P}_i) \int \phi^* (\vec{p} - \vec{q}) \, \phi(\vec{p}) \left\{ \langle \vec{K'} \mid t(P) \mid \vec{K} \rangle + \langle \vec{K'} \mid t(N) \mid \vec{K} \rangle \right\} dp$$
$$\vec{q} = \frac{1}{2}(\vec{k'} - \vec{k})$$

$\langle f \mid T \mid i \rangle$ représente la somme, sur les distributions initiale et finale du nucléon cible, de toutes les diffusions cinématiquement possibles de la particule incidente par le nucléon cible. La connaissance de la fonction d'onde et des amplitudes élémentaires permet de calculer $\langle f \mid T \mid i \rangle$. Malheureusement la fonction d'onde est mal connue à grand moment, c'est-à-dire dans la région centrale du deuton. De plus l'impul -

sion étant seule conservée, dans la majorité des diffusions élémentaires π-nucléon lié l'énergie ne l'est pas : le nucléon n'est plus sur sa couche de masse. Ceci correspond à des réactions dans la région non physique où les amplitudes élémentaires t(P) et t (N) ne sont pas connues. La virtualité du nucléon croît avec le transfert.

Si l'élément de matrice $\langle \vec{K'} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{K} \rangle$ peut être sorti de l'in - tégrale le calcul de (40) devient très simple

$$(41) \quad \langle f \mid T \mid i \rangle = \langle \vec{n'} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{n} \rangle \; F(q)$$

où $F(q) = \int \phi^*(\vec{p} - \vec{q}) \; \phi(p) \; d\vec{p}$ est le facteur de forme du deuton

$\vec{n'}$ et $\vec{n}$ obéissent à la seule relation

$$\vec{n'} - \vec{n} = \vec{q}$$

qui n'est évidemment pas suffisante pour les déterminer. Une autre relation entre $\vec{K}$, $\vec{K'}$, $\vec{n'}$ et $\vec{n}$ est nécessaire.

c) Deux approximations différentes sont concurremment utilisés pour définir $\langle \vec{n'} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{n} \rangle$

- La première dite "approximation de Chew" consiste à remarquer que $\phi(\vec{p}) \; \phi(\vec{p} - \vec{q})$ présente un maximum à $\vec{p'} = o$ et un autre à $\vec{p} = \vec{q}$. $\langle \vec{n'} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{n} \rangle$ sera pris égal à la moyenne des diffusions à $\vec{p} = o$ et $\vec{p} = \vec{q}$

- La deuxième dite "approximation linéaire" consiste à developper linéai - rement $\langle \vec{K'} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{K} \rangle$ en p autour de la valeur de $\langle p \rangle$ dans le deuton. Elle suppose évidemment que t(P) et t(N) varient linéairement en fonction de p ce qui n'est pas toujours justifié.

Ces deux approximations donnent pratiquement les mêmes résul - tats à faible transfert et leurs prévisions sont le plus souvent en accord avec l'expérience. Ce n'est pas le cas à grand transfert. Ceci peut s'expliquer à partir des remarques faites précédemment en particulier par la mauvaise détermination des amplitudes élémentaires loin de la région physique. Mais le désaccord peut provenir également des corrections de diffusions multiples dont on n'a pas tenu compte et qui ne sont plus négligeables. L'approximation d'impulsion sera utilisée au chapitre III pour interpréter nos mesures de section efficace total π-D.

2°) Diffusion π-beryllium

Quand un nucléon est situé hors d'une couche complète dans un noyau on lui fait souvent jouer un rôle particulier dans la diffusion. On suppose que le noyau est constitué du nucléon célibataire et d'un coeur formé par les nucléons de la couche complète. L'amplitude de diffusion π-noyau s'écrit :

$$(42) \quad T = t_1 + t_c$$

où t(1) est la matrice de diffusion par le nucléon célibataire
t(c) est la matrice de diffusion par le coeur.

Le calcul de (42) se fait comme celui de (38). Nous utiliserons ce modèle pour la diffusion π -beryllium.

x x x

CHAPITRE II

MESURES

1°) Nous avons mesuré la section efficace totale π -deutérium entre 500 et 1500 MeV/c par la méthode d'atténuation d'un faisceau de mésons π dans une cible. L'approximation d'impulsion relie cette section efficace aux sections efficaces totales $\pi^{\pm}$-proton. Celles-ci sont bien connues. Néanmoins, pour éviter qu'une erreur systématique ne s'introduise, nous avons mesuré la section efficace totale π^--proton à quelques énergies et nous l'avons comparée aux résultats antérieurs.

La discussion de l'interaction π -noyau nécessite la connaissance de la diffusion π-proton mais également celle de π -neutron. Or cette dernière ne peut pas être mesurée directement. On contourne la difficulté en appliquant le principe de symétrie de charge qui donne la relation suivante entre les sections efficaces.

(43) $$\sigma\ (\pi^{\pm} - \text{proton}) = \sigma\ (\pi^{\mp} - \text{neutron})$$

ce qui entraîne

(44) $$\sigma\ (\pi^{\pm}\ D) = \sigma\ (\pi^{-} - D)$$

Nous avons fait quelques mesures comparatives des sections efficaces π^+ et π^--deuton entre 700 et 1200 MeV/c, les mesures faites antérieurement dans cette zone d'énergie, étant peu précises. [15]

2°) Les sections efficaces π -hélium ont été également mesurées par la méthode d'atténuation du faisceau à 8 angles de diffusion compris entre 4° et 23°.

A. - PRINCIPE DES MESURES

La dimension finie des compteurs ne permet pas de mesurer directement la section efficace totale π -noyau (voir la figure 1). On la détermine souvent en extrapolant à angle nul une section efficace totale apparente $\sigma_m(\gamma)$ obtenue par atténuation d'un faisceau dans une cible.

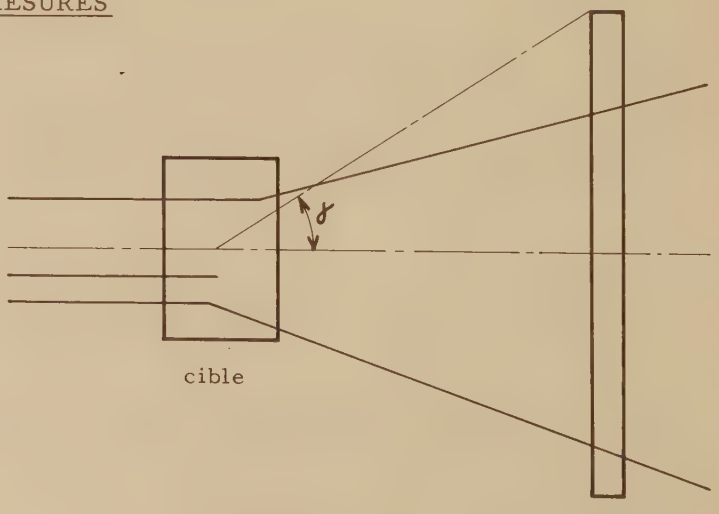


Fig. 1

Les particules du faisceau incident qui ne sont pas détectées par le compteur final, placé der-

rière la cible, ont été soit absorbées, soit diffusées à un angle supérieur à l'angle γ d'ouverture du cône défini par le centre de la cible et le compteur final. La section efficace $\sigma_m(\gamma)$ vaut donc :

$$(45) \qquad \sigma_m(\gamma) = \sigma_a + \int_\gamma^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} d\Omega - \int_0^\gamma \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.c.} d\Omega$$

où σ_a est la section efficace d'absorption $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$ la section efficace différentielle élastique $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.c.}$ la section efficace différentielle de création des secondaires chargés : on soustrait de σ_a la contribution due aux secondaires chargés qui sont détectés par le compteur final.

On a évidemment

$$(46) \qquad \sigma_{tot} = \sigma_m(0)$$

σ_{tot} étant la section efficace totale
Deux types d'extrapolation sont possibles.

1°) Les sections efficaces différentielles élastiques π-proton et π-deuton peuvent être supposés constantes entre 0° et 5° $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.c.}$ également. $\sigma_m(\gamma)$ devient

$$(47) \qquad \sigma_m(\gamma) = \sigma_a + 2\pi B(1 - \cos\gamma) = \sigma_a + B\Delta\Omega$$

$\sigma_m(\gamma)$ varie linéairement avec l'angle solide $\Delta\Omega$. σ_{tot} est déterminé par extrapolation linéaire.

2°) A haute énergie, la diffusion élastique π-noyau lourd présente, en première approximation, une structure de diffraction prononcée : $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$ varie beaucoup sur quelques degrés. Par ailleurs la diffusion coulombienne, qui croît approximativement en Z^2, est encore importante à 5° dans la diffusion π-carbone à 1000 Mev/c. Pour ces deux raisons, l'extrapolation linéaire n'est plus possible.

On calcule σ_a, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$ et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.c.}$ à l'aide d'un modèle théorique. La section efficace apparente $\sigma_{th}(\gamma)$ qui s'en déduit dépend d'un certain nombre de paramètres : rayon du noyau, épaisseur de peau etc... On détermine, en ajustant $\sigma_{th}(\gamma)$ à $\sigma_m(\gamma)$, les valeurs des paramètres qui donnent le meilleur accord avec l'expérience.

Ce procédé permet d'obtenir non seulement la section efficace totale σ_{tot} mais également σ_a et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$. Ces quantités seront déterminées avec d'autant plus de précision que le nombre de mesures sera plus grand.

La figure 2 représente la variation attendue de $\sigma_m(\gamma)$ en fonction de l'angle solide de diffusion. Entre A et B la diffusion coulombienne vient s'ajouter à la diffusion purement nucléaire. La section efficace élastique est négligeable à partir de C ; la pente de BC est proportionnelle à $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el}$. Seuls σ_a et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.c.}$ interviennent entre C et D. $\sigma_m(\gamma)$ doit donc être mesurées entre B et C soit approximativement entre 4° et 30°.

Pour les noyaux les plus légers les deux procédés peuvent être employés. C'est ce que nous ferons dans la diffusion π-hélium.

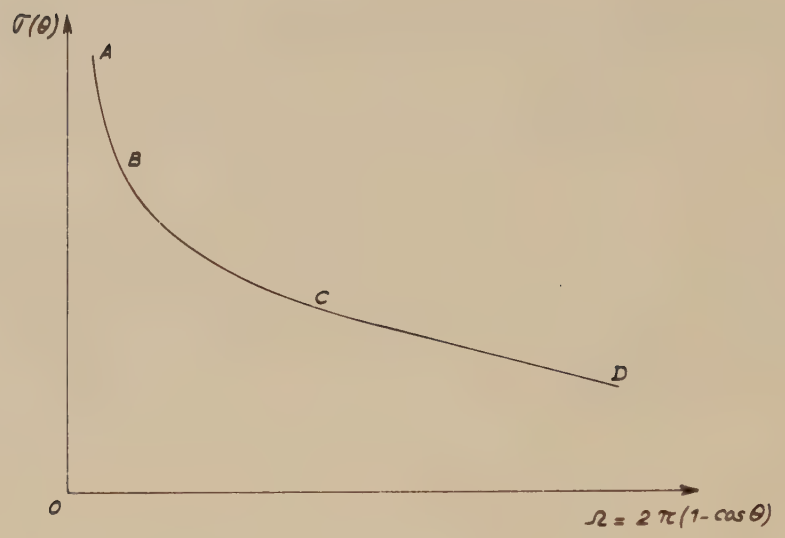


Fig. 2

B. - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Notre étude fait partie d'un ensemble de mesures de la diffusion π -noyau entre 500 et 1500 MeV. Le faisceau et le dispositif électronique utilisés ont déjà servi à mesurer les sections efficaces de diffusion de mésons π par le béryllium, le carbone, l'aluminium et le cuivre [37] . Nous rappellerons brièvement leurs caractéristiques.

1°) Faisceau

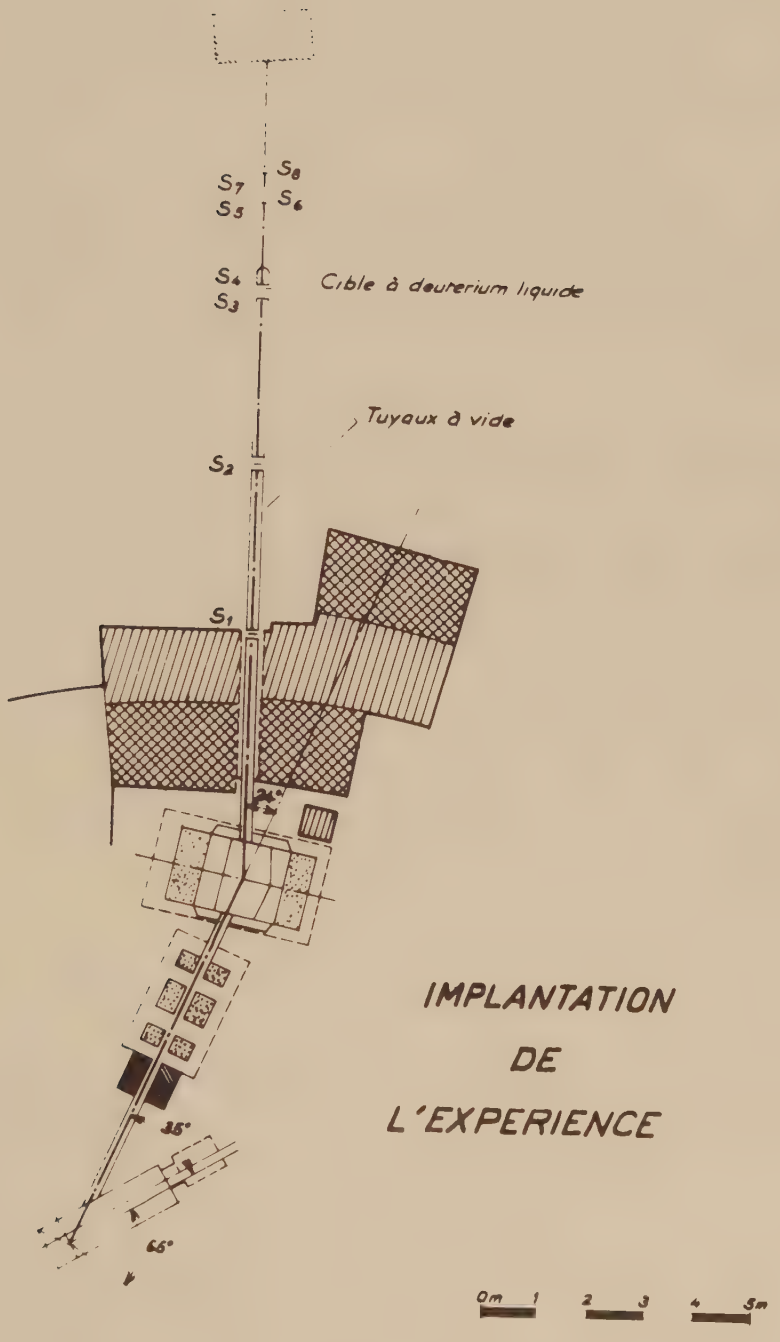
Un triplet de lentilles quadrupolaires T fait converger sur la cible C les mésons π^{+}_{-} issus d'une section droite du synchrotron à proton Saturne (figure 3) . Un aimant déflecteur et des collimateurs définissent l'impulsion. L'erreur sur celle-ci est de l'ordre de 1,5%. Les trajectoires ont été déterminées par la méthode du fil .

Des tubes à vide, placés sur le parcours des particules, ont permis de réduire la diffusion multiple dans l'air. L'inversion du courant dans les aimants nous permet de passer du faisceau de π^{+} au faisceau de π^{-}. Les protons du faisceau de π^{+} ont été éliminés par le temps de vol.

2°) Compteurs

Quatre scintillateurs circulaires définissent le faisceau incident : S_1, S_2, S_3 (diamètre 12,8 et 4cm) sont en coïncidences, l'anneau S_4, mis en anticoïncidence, réduit la divergence angulaire.

Trois scintillateurs circulaires S_5, S_6, S_7 (diamètre 15, 20 et 25 cm) , placés derrière la cible, détectent les particules transmises à trois angles solides différents : 8,4 ; 14,6 et 22,5 mstr pour les diffusions π -proton et π -deuton. Nous avons également fait, à titre de vérification, quelques mesures aux plus basses énergies en π -deuton à 21,2 ; 36,2 et 54,8 mstr. En déplaçant S_5, S_6 et S_7 sur un banc d'optique on a mesuré la section efficace π -hélium à 8 angles répartis entre 4° et 23°.



IMPLANTATION
DE
L'EXPERIENCE

Un dernier scintillateur S_8 permet de contrôler l'efficacité des mesures.

3°) Cibles

On a utilisé une cible de 30 cm de long, dont les parois de mylar ont une épaisseur totale inférieure à 0,5 g/cm^2. Elle peut être remplie de deutérium ou d'hydrogène liquide.

La cible d'hélium liquide était également en mylar. La densité de l'hélium était de 0,125 g/cm^3.

4°) Electronique

L'ensemble du dispositif électronique est représenté sur la figure 4 . On appelle P I les impulsions résultant de la coïncidence des impulsions issues des scintillateurs S_1, S_2, S_3 ,celles issues de S_4 étant mises en anticoïncidence. Trans (pour transmises) résulte de la coïncidence entre les impulsions P I et celles issues du scintillateur S_5 ; Abs 1 (Abs pour absorbée) vient de l'anticoïncidence entre P I et S5, Abs 2 de l'anticoïncidence entre Abs 1 et S_6 et enfin Abs 3 de l'anticoïncidence entre Abs2 et S_7.

On a contrôlé régulièrement le réglage du dispositif électronique au cours des mesures : on vérifiait l'efficacité des anticoïncidences en branchant la voie 8 ; on s'assurait que le rapport $\frac{\text{Trans + Abs 1}}{\text{P I}}$ restait égal à 1 à moins de 3‰ près. En intercalant un retard de 125 nanosecondes sur les voies 5, 6 et 7 on a pu s'assurer que le nombre d'évènements fortuits était négligeable.

C. - MESURES

1°) Sections efficaces

La section efficace d'interaction à un angle donné est :

$$(48) \qquad \sigma_m(\gamma) = \frac{A}{d\,L\,N} \text{Log} \frac{1 - \left(\frac{\text{Abs}}{\text{P I}}\right)_V - \mu}{1 - \left(\frac{\text{Abs}}{\text{P I}}\right)_P - \mu}$$

où A est la masse atomique du noyau, N le nombre d'Avogadro, d et L la densité et la longueur de la cible... $\frac{\text{Abs}}{\text{P I}}$ est la proportion de particules comptées dans le faisceau incident et non transmises dans le compteur final. Les indices V et P désignent les mesures faites, la cible étant vide ou pleine. μ indique la contamination en muons et électronsdu faisceau incident.

2°) Erreurs

Les erreurs statistiques sont égales à

$$(49) \qquad \Delta\sigma = \frac{A}{d\,N\,L} \sqrt{\left(\frac{\text{Abs}}{1 - \text{Abs/pI}}\right)_p + \left(\frac{\text{Abs}}{1 - \text{Abs/pI}}\right)_v}$$

D'autres erreurs proviennent

- de l'imprécision sur la contamination en μ . L'erreur correspondante

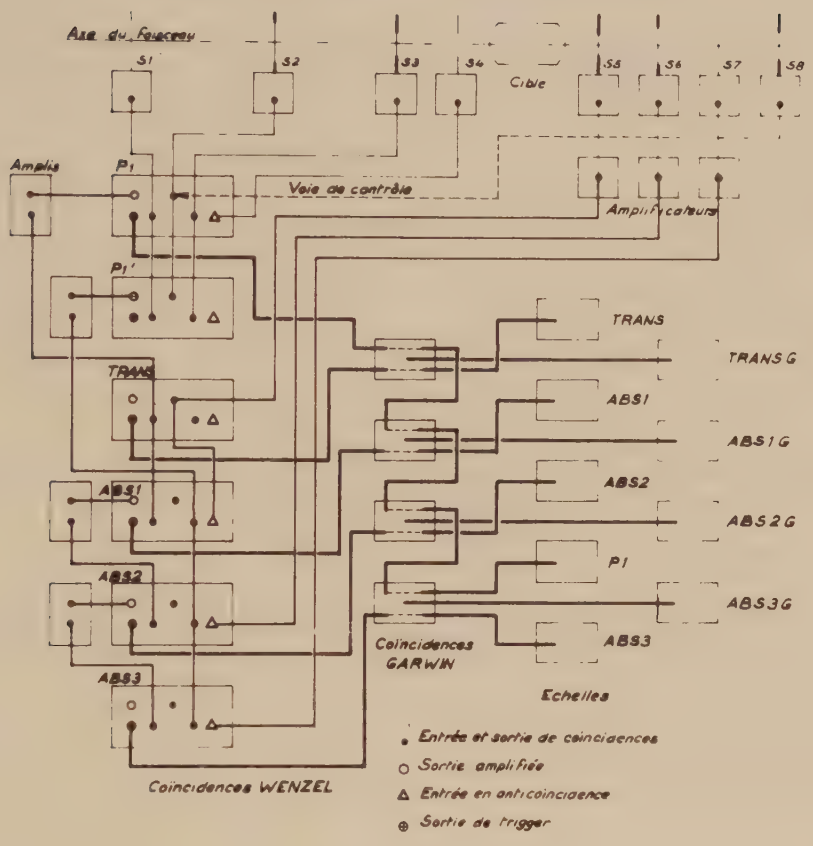


Fig. 4

est importante à basse énergie.

- de l'étalement en impulsion du faisceau, ainsi que de la perte en énergie des particules dans la cible.

- de la détermination de la correction de diffusion coulombienne. Ceci joue surtout à basse énergie dans la diffusion à plus petit angle.

3°) Corrections

On a tenu compte, dans la détermination de la section efficace $\sigma_m(\gamma)$ (formule (48)), de la contamination en muons et électrons du faisceau. Celle-ci a été déterminée par une mesure, à l'aide d'un compteur Cerenkov à seuil, des muons et des électrons ayant la même impulsion que les pions et par un calcul [37] des muons provenant de la désintégration en vol des mesons π entre l'aimant et la cible. La somme des deux contaminations est donnée sur la figure 5 .

Fig. 5

Les angles de diffusion ont été choisis de telle sorte que la diffusion coulombienne soit faible. Elle n'est néanmoins pas négligeable en particulier à basse énergie. Elle a été estimée et soustraite de la section efficace mesurée.

4°) Résultats

Les résultats, après correction de diffusion coulombienne et de contamination en muons et électrons du faisceau, sont donnés dans les tableaux I à IV, ainsi que l'ensemble des erreurs.

Les mesures de diffusion π-proton ont été faites avec le même dispositif expérimental que les mesures π-d : on a seulement remplacé le deutérium de la cible par de l'hydrogène

x x
x

TABLEAU I.

Sections efficaces totales π^- - protons

T_π (MeV)	ERREURS		σ_{tot} (mb)
	$\Delta\sigma$ Statistiques (mb)	$\Delta\sigma$ autres (mb)	
964	0, 6	0, 9	$48,1 \pm 1,1$
889	0, 6	1, 3	$61,1 \pm 1,4$
864	0, 8	1, 3	$62,3 \pm 1,5$
834	0, 6	1, 2	$54,8 \pm 1,3$
716	0, 5	0, 9	$37,2 \pm 1,0$
592	0, 6	1, 4	$48,4 \pm 1,5$
471	0, 4	1, 0	$31,8 \pm 1,1$

TABLEAU II.

Symétrie de Charge

T_π (MeV)	$\Delta\Omega$ angles solides (mster)	$\sigma_{tot}(\pi^-D)$ (mb)	$\sigma_{tot}(\pi^+D)$ (mb)	$\sigma(\pi^-D) - \sigma(\pi^+D)$ (mb)
1063	8, 38	$63,53 \pm 0,85$	$62,84 \pm 0,8$	$0,69 \pm 0,55$
1063	14, 58	$62,66 \pm 0,85$	$61,67 \pm 0,8$	$0,99 \pm 0,55$
1063	27, 50	$61,66 \pm 0,85$	$60,59 \pm 0,8$	$0,94 \pm 0,55$
889	20, 34	$73,3 \pm 1,7$	$69,6 \pm 3,8$	$3,7 \pm 3$
716	20, 34	$55,7 \pm 3$	$53,8 \pm 3$	$1,9 \pm 3$
593	20, 34	$57,6 \pm 2,3$	$60,2 \pm 3,2$	$-2,6 \pm 3$
491	20, 34	$54,8 \pm 2,4$	$57,9 \pm 4,5$	$-3,1 \pm 4,3$

TABLEAU III

Sections efficaces totales π^--deutérium

T_π (MeV)	ERREURS		σ_{tot} (mb)
	$\Delta\sigma$ Statistiques (mb)	$\Delta\sigma$ autres (mb)	
1360	0,7	0,8	$69,0 \pm 1,0$
1260	0,5	0,8	$70,5 \pm 0,9$
1162	0,7	0,9	$68,0 \pm 1,1$
1089	0,7	0,9	$66,3 \pm 1,1$
989	0,6	0,9	$67,6 \pm 1,0$
939	0,6	1,1	$72,7 \pm 1,3$
889	0,7	1,2	$74,5 \pm 1,4$
834	0,6	1,1	$71,8 \pm 1,3$
764	0,6	1,0	$59,2 \pm 1,2$
714	0,6	1,0	$56,6 \pm 1,2$
637	0,6	1,1	$57,5 \pm 1,3$
592	0,6	1,3	$58,4 \pm 1,4$
539	0,6	1,1	$54,0 \pm 1,3$
471	0,6	1,6	$51,8 \pm 1,7$
422	0,6	1,9	$56,5 \pm 2,0$

TABLEAU IV.

Sections efficaces π^--hélium

T_π (MeV)	465 ± 12 MeV	630 ± 13 MeV	710 ± 13 MeV	760 ± 13 MeV
γ	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)
4°	112,6 ± 1,5	113,8 ± 1,5	116,3 ± 1,1	119,7 ± 1,3
5°,27	113,8 ± 1,3	111,2 ± 1,3	113,5 ± 1	116,6 ± 1,2
6°,40	112,8 ± 1,2	108,6 ± 1,3	110,8 ± 1	113,8 ± 1,2
9°,73	104,4 ± 1,2	102,1 ± 1,2	105,1 ± 1,1	100,7 ± 1,2
12°,49	97,7 ± 1,2	94,5 ± 1,2	97,2 ± 1,1	92,4 ± 1,1
14°,54	93,6 ± 1,2	89,6 ± 1,1	92,4 ± 1,1	86,8 ± 1,1
19°,21	84,4 ± 1,1	77,3 ± 0,9	78,5 ± 0,9	78,0 ± 0,8
23°,18	77,3 ± 1,1	68,5 ± 0,8	70,2 ± 0,9	68,8 ± 0,9

T_π (MeV)	829 ± 14 MeV	884 ± 14 MeV	958 ± 14 MeV	1160 ± 15 MeV
γ	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)
4°	122,9 ± 1,3	127,4 ± 1,3	127,9 ± 1,3	123,4 ± 1,9
5°,27	119,2 ± 1,3	122,9 ± 1,2	123,8 ± 1,3	116,4 ± 1,8
6°,40	115,8 ± 1,2	119,7 ± 1,2	118,8 ± 1,3	110,9 ± 1,8
9°,73	106,7 ± 1,1	106,7 ± 1,1	104,8 ± 1,1	95,7 ± 1,4
12°,49	97,4 ± 1,1	95,5 ± 1,1	94,5 ± 1	85,3 ± 1,3
14°,54	91,5 ± 1	88,8 ± 1	88,2 ± 1	80,2 ± 1,2
19°,21	78,7 ± 0,8	78,0 ± 0,8	77,1 ± 1	67,7 ± 1
23°,18	68,8 ± 0,8	68,1 ± 0,8	66,8 ± 1	58,4 ± 1

CHAPITRE III

DISCUSSION DES RESULTATS DES DIFFUSIONS π -p et π -d

A. - SECTION EFFICACE TOTALE π -PROTON

Nous avons porté sur la figure 6 nos mesures de la section efficace totale π -proton ainsi que les résultats antérieurs. Nos valeurs sont en accord avec celles de AMBLARD et al. [3] , et de DEVLIN et al. [2] , mais sont, par contre, légèrement supérieures à celles de BIZARD et al. [4] . Il ne semble pas que cet écart puisse être attribué à la différence de méthode d'extrapolation [38] .

L'interprétation théorique des résultats de nos mesures de diffusion π-d et π -He nécessite la connaissance des sections efficaces totales $\pi^{\pm}$-p et π^--p. L'accord signalé ci-dessus entre nos mesures et celles de AMBLARD et al. nous autorise à prendre dans les calculs qui vont suivre les valeurs des sections efficaces totales compilées par ces auteurs.

B. - SYMETRIE DE CHARGE

Les valeurs correspondantes des sections efficaces π^+d et π^-d ont été portées dans le tableau II. Les mesures en "cible pleine" et"cible vide" de la diffusion π^+d étaient précédées et suivies de mesures analogues de diffusion π^-d.

On a tenu compte d'un très faible effet de taux de comptage en π^+, ainsi que de la différence de contamination en électrons des faisceaux de π^+ et de π^-; la contamination en muons n'intervient pas dans l'erreur sur la différence entre les sections efficaces π^-d, et π^+ d.

On n'observe, dans les limites des erreurs expérimentales, aucune violation de la symétrie de charge. Celles-ci sont inférieures à 1% à 1200 MeV/c. Les mesures en π^+ sont, sauf à 725 MeV/c, systèmatiquement inférieures à celles en π^-. Ce résultat s'explique par le fait qu'il y a un plus grand nombre de secondaires chargés formés en π^+ d qu'en π^-d. La contribution de $\int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.c.} d\Omega$ à $\sigma_m(\gamma)$ (formule (45)) est plus grande en π^+ qu'en π^-. Le fait que l'écart $\pi^+ - \pi^-$ diminue avec l'angle solide tend à confirmer cette hypothèse.

Des expériences récentes ont montré qu'aucune violation de la symétrie de charge n'est apparue à plus haute énergie en π -d entre 2,6 et 5,4 GeV/c [39] ainsi qu'en π -carbone à 3 et 4 GeV/c [40] .

C. - SECTION EFFICACE TOTALE π -d

L'approximation d'impulsion décrite au chapitre I permet de relier de façon simple l'amplitude de diffusion π-deuton aux amplitudes π -neutron et π -proton .

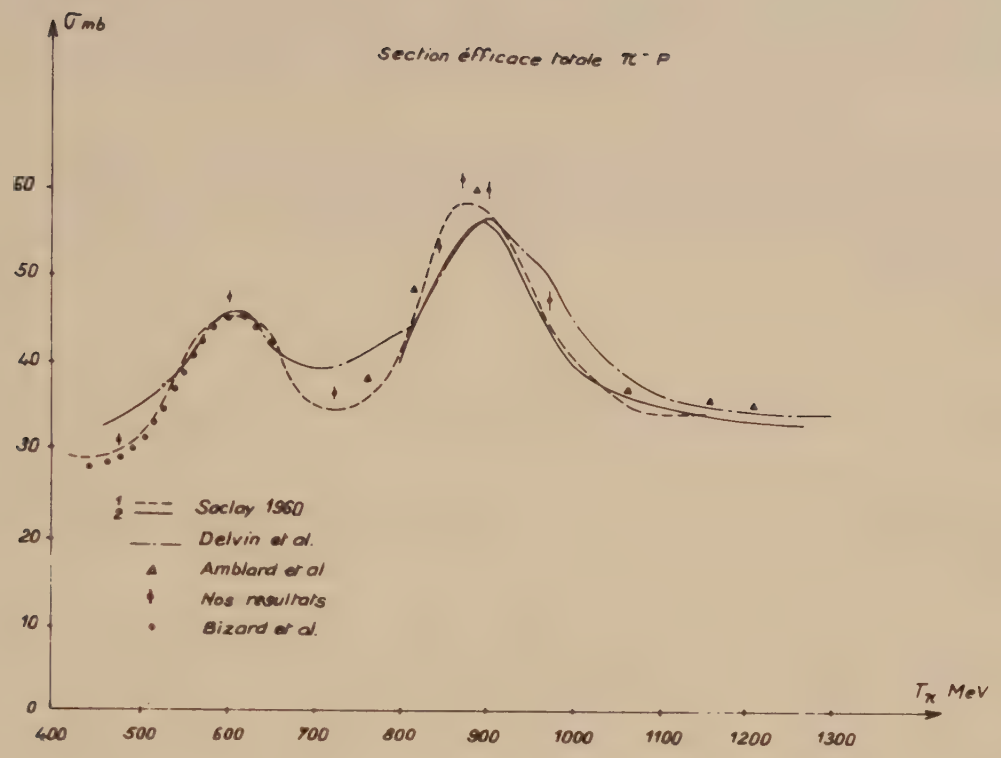


Fig. 6

Or, nous avons vu que ces dernières sont maintenant bien connues, du moins phénoménologiquement : une analyse en ondes partielles des diffusions $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ a été faite jusqu'à 1,1 GeV [5] .

Il nous est donc facile de calculer l'amplitude π -deuton, d'en déduire ensuite les grandeurs mesurables (en particulier les sections efficaces) et de les comparer avec les résultats des mesures décrites ci-dessus. On peut ainsi juger de la validité de l'approximation d'impulsion.

1°) Calcul de la section efficace totale π-d à l'aide de l'approximation d'impulsion.

a) La démonstration du théorème optique est indépendante du nombre de particules intervenant dans la réaction. Il peut donc être appliqué à l'amplitude de diffusion à trois corps π-d, définie par la relation (39).

Nous allons calculer de cette manière la section efficace totale π-d. Celle-ci s'écrit :

$$(50) \qquad \sigma_{\pi D} = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} \langle i \mid T(D) \mid f \rangle = \frac{4\pi}{k} \int |\phi(p)|^2 \operatorname{Im} \langle \vec{K} \mid t(P) + t(N) \mid \vec{K} \rangle \, d\vec{p}$$

où $K = \sqrt{E^2 - m^2}$
est l'impulsion du méson π dans le système du nucléon au repos.

Les amplitudes élémentaires π -nucléon lié $\langle \vec{K} \mid t(P) \mid \vec{K} \rangle$ et $\langle \vec{K} \mid t(N) \mid \vec{K} \rangle$ décrivent des diffusions vers l'avant. Elles sont donc dans un domaine très proche de la région physique, puisque la seule "virtualité" provient de l'énergie de liaison du deuton qui est faible (2,2 MeV). Nous sommes donc ici, contrairement aux cas des diffusions à grand transfert où la virtualité est grande, dans les conditions optimales d'application de l'approximation d'impulsion.

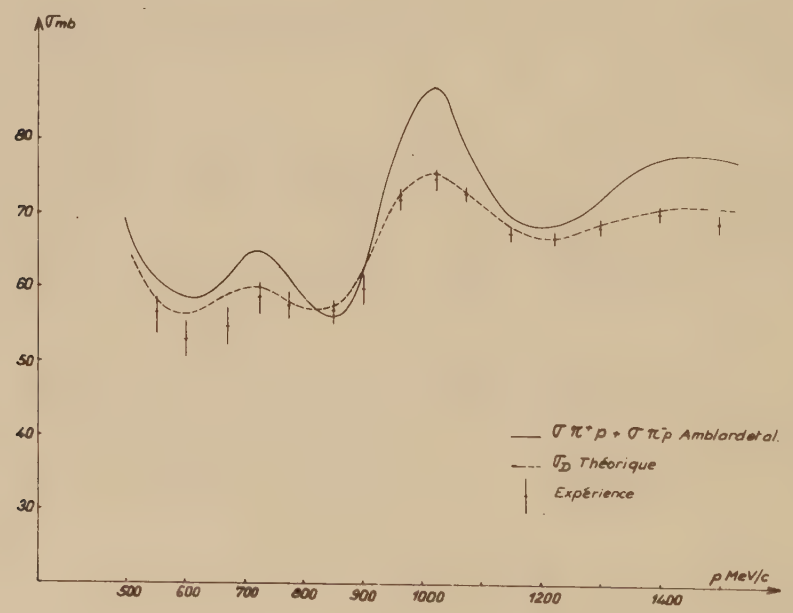
L'impulsion $\vec{K}$ est une fonction de $\vec{k}$, impulsion du méson π, et de $\vec{p}$, impulsion du nucléon cible. Dans les calculs de physique nucléaire on applique habituellement l'approximation statique : on néglige l'énergie cinétique du nucléon dans le noyau devant l'énergie de la particule incidente. On pose $\vec{p}=o$ dans l'expression de $\vec{K}$; les amplitudes élémentaires peuvent alors sortir de l'intégrale et l'on obtient le résultat simple suivant :

$$(51) \quad \sigma_{\pi D}(k) = \sigma_{\pi P}(k) + \sigma_{\pi N}(k)$$

Les approximations d'impulsion et statique conduisent donc à négliger toute influence de la structure du deuton dans le calcul de la section efficace totale.

On constate sur la figure 7 que la courbe représentant $\sigma_1 = \sigma(\pi P) + \sigma(\pi N)$ ne coïncide pas avec les valeurs mesurées de la section efficace totale π -d bien que l'ordre de grandeur soit le même. Les approximations utilisées ci-dessus doivent être reconsidérées.

Il faut noter que l'approximation statique revient non seulement à négliger l'énergie cinétique du nucléon devant celle du méson, ce qui est tout à fait justifié dans notre cas, mais également à supposer que les amplitudes $\langle \vec{K} \mid t(P) \mid \vec{K} \rangle$ et $\langle \vec{K} \mid t(N) \mid \vec{K} \rangle$ varient lentement avec $\vec{K}$. Cette dernière hypothèse n'est certainement pas valable au voisinage des résonances π -nucléon. Nous devons donc tenir compte de l'impulsion du nucléon cible c'est-à-dire calculer rigoureusement l'intégrale sur $\vec{p}$ de l'expression (50).



σ_D Théorique $= \sigma(\pi D)_{th} + \Delta\sigma$

Fig. 7

b) Le mouvement de Fermi

Dans un noyau, un nucléon décrit par la fonction d'onde $\Psi(r)$ a une impulsion $\vec{p}$ dont la distribution est donnée par :

$$(53) \qquad P(p)\, d\vec{p} = |\Phi(p)|^2 \, d\vec{p}$$

$\Phi(p)$ est la transformée de Fourier de $\Psi(r)$

Nous allons calculer la distribution $P(p)\, d\vec{p}$ du nucléon du deuton en utilisant la fonction d'onde de Hulthen

$$(54) \qquad \Psi(r) = \frac{A}{r}\left(e^{-ar} - e^{-br}\right)$$

où A est une constante de normalisation, a = 45 MeV et b = 6a

La transformée de Fourier $\Phi(p)$ vaut :

$$\Phi(p) \simeq \frac{1}{p^2 + a^2} - \frac{1}{p^2 + b^2}$$

Par substitution dans (53) on obtient :

$$P(p) \simeq \frac{b^2 - a^2}{(p^2 + a^2)^2 (p^2 + b^2)^2}$$

La distribution $P(p)p^2$ est représentée sur la figure 8. Elle a son maximum à la valeur moyenne de l'impulsion $|\vec{p}|$ du nucléon dans le deuton : 45 MeV/c.

Si l'on considère maintenant la diffusion d'un méson d'impulsion $\vec{k}$ par un nucléon d'impulsion $\vec{p}$ un calcul simple de cinématique donne l'énergie E du méson dans le système du nucléon cible au repos.

$$(55) \qquad E = \frac{e\, e_1 - \vec{p}.\vec{k}}{m_1}$$

où m_1 est la masse du nucléon, m celle du méson π

$$e = \sqrt{k^2 + m^2}$$

$$e_1 = \sqrt{p^2 + m_1^2}$$

On peut calculer deux énergies extrêmes de l'interaction π - nucléon, correspondant aux cas où les impulsions des deux particules, méson et nucléon, sont respectivement parallèles et antiparallèles, soit :

$$E_m = \frac{e\, e_1 - pk}{m_1}$$

$$E_M = \frac{e\, e_1 + p\, k}{m_1}$$

L'écart entre les deux est é-

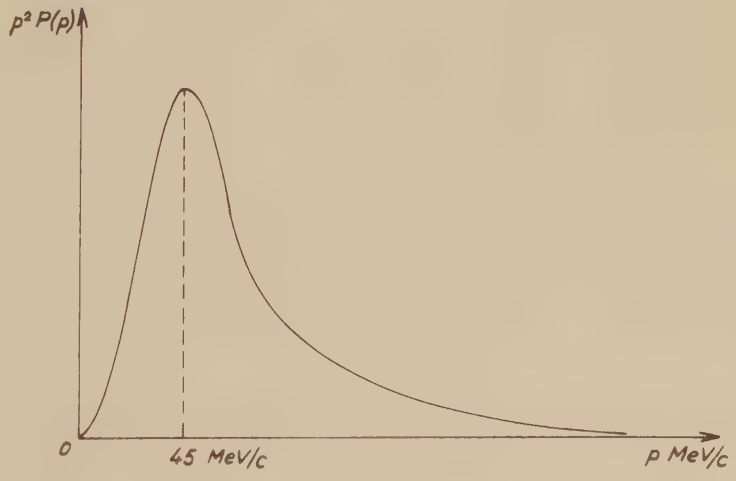


Fig. 8

gal à :

$$\Delta E = \frac{2\,p\,k}{m_1}$$

Soit, pour l'impulsion moyenne $\langle \vec{p} \rangle = 45$ MeV/c

$$\Delta E = 0{,}1\,k$$

La diffusion π -nucléon lié n'a donc pas lieu à l'énergie E=e, énergie incidente du π , mais une moyenne doit être faite sur toutes les diffusions comprises entre $E_m = e - 0{,}05\,k$ et $E_M = e + 0{,}05\,k$

D'où le phénomène d'étalement des résonances que l'on peut remarquer sur la figure 7.

Le mouvement de Fermi a été utilisé récemment dans la recherche de particules lourdes [41] . DORFAN et al. ont pu, en utilisant une cible de cuivre, prospecter une zone d'énergie beaucoup plus étendue que celle qu'une cible de protons leur permettait d'atteindre. ΔE est proportionnel à l'impulsion k. Cette remarque permet de comprendre pourquoi l'effet d'étalement peut être, en première approximation, négligé à basse énergie mais ne doit pas l'être dans notre cas. En effet à 300 MeV/c, impulsion du π à la première résonnance, ΔE est égal à 30 MeV. Cette valeur doit être comparée à la largeur Γ de la résonance : 120 MeV [42] . L'effet existe mais il est beaucoup plus faible qu'à 1025 MeV/c, impulsion du π à la 3e résonance ; ΔE est alors égal à 100 MeV ce qui est approximativement la largeur de la résonance : l'approximation statique n'est plus valable.

c) Calcul de $\sigma_{tot}(\pi D)$ en tenant compte du mouvement de Fermi

L'effet du mouvement de Fermi sur la section efficace totale π -d peut être calculé exactement. L'application du théorème optique au dernier membre de (50) donne :

$$(56) \qquad \sigma(\pi D)_{th} = \frac{1}{k} \int |\phi(p)|^2 \sqrt{E^2 - m^2} \left\{ \sigma_{\pi P}(E) + \sigma_{\pi N}(E) \right\} d\vec{p}$$

où E est l'énergie du méson π définie en (55)

Les sections efficaces totales $\sigma(\pi P)$ et $\sigma(\pi N)$ sont actuellement connues entre 0 et 16 GeV. Nous avons calculé $\sigma(\pi D)_{th}$ à l'aide d'un programme sur ordinateur électronique, en utilisant les valeurs de $\sigma(\pi P)$ et $\sigma(\pi N)$ compilées par Amblard et al. [3] , et la fonction d'onde du deuton définie en (44).

Les résultats du calcul sont portés dans le tableau V, 2ème colonne. La comparaison avec σ_1 (1e colonne) met en évidence l'influence déterminante du mouvement de Fermi sur la diffusion π -nucléon lié au voisinage d'une réson ance.

2°) Corrections de diffusion multiple

On remarque que la section efficace calculée $\sigma(\pi D)_{th}$ est supérieure à la section efficace mesurée $\sigma(\pi D)$. La différence entre les deux vient des termes de diffusion multiple qui ont été négligés. Nous supposerons qu'ils se réduisent aux termes de double diffusion : les deux derniers termes du second membre de (37). Si l'on calcule ceux-ci selon la méthode de Glauber [43] on obtient :

$$(57) \qquad \Delta\sigma = \int \phi^*(p)\, \phi(p - \ell) \left\{ t(P) \frac{1}{E - H_o + i\nu} t(N) + t(N) \frac{1}{E - H_o + i\nu} t(P) \right\} d\vec{p}\, d\vec{\ell}$$

TABLEAU V.

Sections efficaces totales π^- deutérium

T_π (MeV)	σ_1 (mb)	σ_{th} (mb)	$\sigma(\pi D)_{exp}$ (mb)	$\sigma_{th} + \Delta\sigma$ (mb)
1360	77,4	75,5	69,0 ± 1,0	70,9
1260	77,3	75,8	70,5 ± 0,9	71, 3
1162	71,7	72,5	68 ± 1,1	68,4
1089	68,6	70,3	66,3 ± 1,1	66,6
989	71,9	72,7	67,6 ± 1,0	68,7
939	78,6	76,9	72,7 ± 1,3	72,6
889	87,1	80,7	74,5 ± 1,4	75,8
834	80,4	77,7	71,8 ± 1,3	73,1
764	61,7	65,6	59,2 ± 1,2	62,7
714	56	59,5	56,6 ± 1,2	57,2
637	61,8	60,6	57,5 ± 1,3	58,0
592	64,8	62,9	58,4 ± 1,4	60,1
539	61,1	61,7	54,0 ± 1,3	59,1
471	58,3	59,2	51,8 ± 1, 7	56,4
422	61,6	61,5	56,5 ± 2,0	58,4

avec $\Delta\sigma = \sigma(\pi D)_{exp} - \sigma(\pi D)_{th}$

Comme on pouvait s'y attendre, étant donné la structure très "lâche" du deuton (le rayon quadratique moyen de celui-ci est de $(2f)^2$), $\Delta\sigma$ ne représente (tableau V) que 6% au plus de la section efficace totale π -D. Un calcul approché de $\Delta\sigma$ n'introduira donc que des erreurs faibles sur la valeur de la section efficace totale π - d calculée.

La relation suivante

$$\frac{1}{E - E(\ell) + i\nu} = V.P. \frac{1}{E-E(\ell)} + i\pi\delta(E-E(\ell))$$

permet de simplifier la relation (57). Supposons le méson π sur sa couche de masse entre la première et la deuxième diffusion, on obtient alors :

(58) $$\Delta\sigma = \frac{4\pi}{k} (\text{Réel } t(P) \times \text{Réel } t(N) - \frac{\sigma(\pi P)\,\sigma(\pi N)}{k} < \frac{1}{r^2} >$$

où $< \frac{1}{r^2} >$ est la valeur moyenne de l'inverse du rayon quadratique du deuton

Réel t(P) et Réel t(N) sont les parties réelles des amplitudes de diffusion vers l'avant π -P et π -N

On a porté dans le tableau V et sur la figure 7 les valeurs de $\sigma(\pi D)$ mesurées et de $\sigma(\pi D)_{th} + \Delta\sigma$ calculées. L'accord entre les deux est bon.

On peut en conclure :

- Que l'approximation statique n'est pas valable au voisinage des résonances π -proton à 725 et 1026 MeV/c.

- Que l'approximation d'impulsion seule ne permet pas d'interpréter nos mesures de section efficace totale π -d entre 600 et 1300 MeV/c. Il faut en plus tenir compte des corrections de diffusion multiple.

Ces conclusions rejoignent celle de Pauli et al. [44] : l'hypothèse du nucléon spectateur est valable dans cette zone d'énergie du moins tant que le recul du nucléon n'excède pas 250 MeV/c.

x x
x

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES MESURES DE DIFFUSION π -HELIUM AU MOYEN DU MODELE OPTIQUE

L'accord obtenu au chapitre précédent entre les valeurs calculées et mesurées de la section efficace totale π -deuton pourrait inciter à appliquer les mêmes méthodes d'approximation pour la diffusion π -hélium, mais on doit noter que si les corrections de diffusion multiple sont faibles en π -d, et peuvent donc être calculées à l'aide d'un modèle relativement grossier, ce n'est plus le cas en π -He où elles représentent jusqu'à 20% de la section efficace totale (voir ci-dessous).

Nous avons donc préféré utiliser le modèle optique, qui tient compte de manière cohérente de la diffusion multiple, pour interpréter nos mesures de diffusion π -He.

A. - LE MODELE OPTIQUE APPLIQUE A LA DIFFUSION π -HELIUM

L'expression (36) du potentiel optique est obtenue à partir des hypothèses a) à e) exposées dans le chapitre I (paragraphe B). La dernière de celles-ci ne convient certainement pas dans le cas de l'hélium : F (q) ne décroît pas suffisamment rapidement pour que la variation de M (k, q) en fonction de q (relation (35)) puisse être négligée.

SCHENTER et DOWNS ont montré l'importance de cette dépendance en q sur la forme du potentiel optique, dans l'interaction nucléon-noyau à 310 MeV [34]. LEADER en a également tenu compte dans la diffusion π -carbone entre 60 et 150 MeV [9] .

Nous allons calculer le potentiel V (r) défini en (35) en tenant compte de cette variation

1°) Dépendance de l'amplitude π -nucléon en fonction du transfert q

Les analyses en déphasage de la diffusion π -nucléon donnent une représentation phénoménologique de l'amplitude M (k, q) dans la région physique, c'est-à-dire la région où $q \leqslant 2k$; k et q étant l'impulsion initiale et le transfert dans le système du centre de masse π -nucléon.

On pourrait donc calculer l'intégrale du membre de droite de l'équation (35) du moins pour les valeurs de q inférieures à 2 k. (La présence de F (q) qui décroît au moins exponentiellement, rend négligeable les contributions pour $q > 2k$).

On peut montrer qu'il est équivalent de procéder de la manière suivante :

a) On prend la fonction d'onde phénoménologique suivante de l'état fondamental de l'hélium [45]

$$(59) \quad \Phi(\vec{r}_1 \text{ --- } \vec{r}_A) = \left(\frac{4c^2}{\pi}\right)^{9/4} EXP\left[- \frac{c^2}{4} \sum_{i,j=1}^{4} (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 \right] D(1, 2, 3, 4)$$

où D est le déterminant de SLATER des états de spin et d'isopin des 4 nucléons. Le paramètre c est relié au rayon quadratique moyen électromagnétique $\langle r^2 \rangle$ e.m. de l'hélium.

$$c^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle \quad \text{e.m.}$$

En reportant (59) dans la relation (3) on obtient la distribution

(60) $$\rho(r) \simeq e^{-\frac{8 c^2 r^2}{3}}$$

On en déduit, à l'aide de la relation (5),

(61) $$F(q) \simeq e^{-\frac{3 q^2}{32 c^2}}$$

b) Afin de tenir compte de la dépendance en q de M (k, q) on cherche une distribution effective $\rho'(r) = A e^{-d^2 r^2}$ définie par la relation

(62) $$M(k, O)\ \rho'(r) = \int M(k, q)\ e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}}\ F(q)\ d\vec{q}$$

A est une constante de normalisation. Le paramètre d est défini par la relation :

$$d^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$$

avec $$\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2\ M(k, q)\ F(q)\ e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}}\ d\vec{q}\ d\vec{r}}{\int M(k, q)\ F(q)\ e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}}\ d\vec{q}\ d\vec{r}} = \langle r^2 \rangle_{\text{e.m.}} + \langle r^2 \rangle_n$$

On utilise la valeur $\langle r^2 \rangle_{\text{e.m.}}$ déterminé par HOFSTADTER [18]

$$\langle r^2 \rangle_{\text{e.m.}} = -3 \left[\frac{1}{F(q)} \frac{d^2 F(q)}{d q^2} \right]_{q = O} = (1,42\ f)^2$$

qui comporte la correction de rayon électromagnétique fini du proton

$$\langle r^2 \rangle_n = -3 \left[\frac{1}{M} \frac{d^2 M}{d q^2} \right]_{q = O}$$

$\langle r^2 \rangle_n$ traduit la "non localité" de l'interaction élémentaire π-nucléon [34]. La dépendance sur q de M (k, q) se traduit donc par une variation du rayon quadratique moyen de l'hélium, la distribution $\rho'(r)$ ayant la même forme que la distribution $\rho(r)$ de Hofstadter.

c) Nous avons utilisé les valeurs des déphasages obtenues par ROPER et al. [46], AUVIL et LOVELACE [6] et BAREYRE et al. [5] pour calculer $\langle r^2 \rangle_n$ jusqu'à p_π = 1150 MeV/c. Les valeurs ainsi déterminées sont portées dans le tableau VI. $\langle r^2 \rangle_n$ varie peu avec l'énergie. Dans les calculs qui suivent nous prendrons $\langle r^2 \rangle = 3\ f^2$ entre 600 et 1300 MeV/c. L'extrapolation de 1150 à 1300 MeV/c nous paraît raisonnable, les sections efficaces différentielles π-nucléons ne présentant pas de variation brusque dans cet intervalle d'énergie.

2°) Expression du potentiel théorique π-hélium

Si l'on suppose valables les hypotheses a) à d) du chapitre I, la théorie du modèle optique nous permet de déterminer, après avoir tenu compte de la "non localité" de l'interaction π-nucléon, un potentiel V (r) qui représente l'interaction méson π-hélium entre 600 et 1300 MeV/c.

(63) $$V(r) = M(k, O)\ \rho'(r)$$

TABLEAU VI.

Rayon quadratique moyen de l'hélium.

T_π (MeV)	460	600	700	900
$\frac{\langle r^2 \rangle_n}{f^2}$	0,8	1	1,1	1,15
$\frac{\langle r^2 \rangle}{f^2}$	2,8	3	3,1	3,16

où M (k, o) est la demi-somme des amplitudes de diffusion vers l'avant π-proton et π-neutron. M (k, o) est donc bien connue

$$\rho'(r) \simeq e^{-d^2 r^2}$$

avec $d^2 = 3 f^2$

V(r) sera appelé potentiel théorique.

Nous allons maintenant confronter ce potentiel avec le résultat des mesures décrites au chapitre II.

B. - INTRODUCTION D'UN POTENTIEL PHENOMENOLOGIQUE

a) Il faut nous assurer que le modèle optique peut convenir à un noyau aussi léger que l'hélium * ce qui n'est pas encore bien établi expérimentalement. Nous allons donc chercher un potentiel phénomenologique $\mathcal{V}(r)$ qui rende compte de nos mesures.

b) S'il est possible, par ajustement aux résultats expérimentaux, d'obtenir les paramètres d'un tel potentiel, avec une précision convenable, nous nous proposons, dans une deuxième étape, de comparer celui-ci avec le potentiel V(r) déduit de la théorie.

Nous allons supposer que la distribution de matière nucléaire est identique à la distribution de charge mesurée par HOFSTADTER. Si l'on tient compte, en plus, de la "non localité" de l'interaction π-nucléon, le potentiel phénoménologique $\mathcal{V}(r)$ prend la forme

$$\mathcal{V}(r) = (V_o + i U_o)\ \rho'(r) \qquad (64)$$

U_o et V_o sont deux paramètres à déterminer, $\rho'(r)$ est la distribution calculée dans le paragraphe précédent.

---

* KOWALSKI et FELDMAN discutent en [22] l'application du modèle optique aux noyaux très légers.

On pourra dire que les hypothèses a) à d) sont justifiées expérimentalement si les valeurs V_o et U_o qui rendent compte, à une énergie donnée, des mesures expérimentales sont tellesque

$$V_o + i\,U_o = M(k, O) \tag{65}$$

1°) Détermination du potentiel phénoménologique

Nous avons résolu l'équation de Klein-Gordon (26) de la diffusion du méson par le potentiel $\mathcal{V}(r)$ à l'aide d'un programme sur ordinateur électronique Bull Gamma E T. Nous avons calculé

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(k,\gamma)|^2 \qquad \sigma_a = \sigma_{tot} - \sigma_e$$

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k}\,Im\,F(k,O) \qquad \sigma_e = \int_O^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}\,d\Omega$$

$F(k,O)$ est l'amplitude de la diffusion π-hélium déterminée à partir de l'équation (26). Tous les calculs ont été faits dans le système du centre de masse π-hélium.

En pratique le programme tient compte de la géométrie du faisceau. Il calcule

$$N(\gamma) = \int_O^{\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma')\right)_{el} R(\gamma, \gamma')\,d\Omega'$$

où $R(\gamma,\gamma')$ est la probabilité pour qu'un méson π, diffusé élastiquement à l'angle γ', ne rencontre pas le scintillateur final. $R(\gamma,\gamma')$ a été déterminé à partir de la géométrie du faisceau et de la mesure de la répartition spatiale des mésons π dans le faisceau.

2°) Ajustement à l'expérience ; test du χ^2

a) Nous avons vu au chapitre II que trois termes contribuent à la section efficace mesurée à un angle donné (relation (45)). Nous allons simplifier le troisième en supposant que les secondaires chargés, émis vers l'avant, et donc susceptibles d'être détectés par le compteur final, sont répartis isotropiquement dans le système du centre de masse π-noyau. Soit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.c.} = 2\pi\,C\,(1 - \cos\gamma)$$

C est un paramètre à déterminer, γ est l'angle de diffusion desmésons dans le système du centre de masse.

CRONIN et al. [16] ont montré que l'erreur introduite par cette hypothese simplificatrice était faible. Nous sommes arrivés expérimentalement à la même conclusion dans le cas des noyaux de Be, C, Al et Cu [37] .

b) Nous devons déterminer les trois paramètres V_o, U_o, et C. Pour chaque valeur de ceux-ci nous calculons une valeur de la section efficace

$$\sigma_{cal}(\gamma) = \sigma_a - 2\pi(1 - \cos\gamma)\,C + N(\gamma)$$

Celle-ci est ensuite comparée à la section efficace $\sigma_m(\gamma)$. On recherche, en faisant varier les valeurs des paramètres, le meilleur accord possible entre $\sigma_m(\gamma)$ et $\sigma_{cal}(\gamma)$

TABLEAU VII.

Résultats : Diffusion π - hélium

T_π (MeV)	$\bar{\sigma}$ (mb)	$\bar{D}$ (f)	C ($^{mb}/_{str}$)	χ^2	σ_a (mb)	σ_e (mb)	σ_{tot} (mb) M. O.	σ_{tot} (mb) E. L.
465	30 ± 2	2,75 ± 1,5	15,8	0,5	83 ± 3,5	31,5 ± 4	114,5 ± 4	
630	33 ± 1,5	1,5 ± 1	34,5	1	91,9 ± 3	24,5 ± 3,5	116,4 ± 3,5	117,5 ± 3
710	35 ± 1,5	0,5 $^{+1,5}_{-0,5}$	37,2	7,5	97 ± 3	23 ± 3	120 ± 3	120 ± 3
760	35 ± 1,5	2 ± 1,5	34,8	0,3	94,3 ± 3	29 ± 3,5	123,3 ± 3,5	124 ± 3
829	38 ± 1,5	0,5 $^{+1,5}_{-0,5}$	43	1,9	101,3 ± 3	25 ± 3	126,3 ± 3	127 ± 3
884	38,5 ± 2	2 ± 1,5	42	4,2	100,5 ± 3	32 ± 3	132,2 ± 3	132 ± 3
958	38 ± 1,5	2,5 ± 1,5	42	0,9	98,6 ± 3	35 ± 3	133,6 ± 3	133 ± 3
1160	36 ± 1,5	2,75 ± 2	45,5	1,4	94,5 ± 4	36 ± 4	130,5 ± 4	130 ± 4

σ_a , σ_e sections efficaces d'absorption et élastique de diffusion π - he

σ_{tot} M. O. sections efficaces totales π - he déterminées au moyen du modèle optique

σ_{tot} E. L. sections efficaces totales π - he déterminées par extrapolation linéaire.

La précision de l'ajustement est obtenue par le calcul de la grandeur dite "chi carré" définie par l'expression :

(66) $$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{\sigma_m(\gamma_i) - \sigma_{cal}(\gamma_i)}{\Delta\sigma(\gamma_i)} \right]^2$$

$\sigma_m(\gamma_i)$ et $\sigma_{cal}(\gamma_i)$ sont les valeurs mesurées et calculées à l'angle γ_i de la section efficace, $\Delta\sigma(\gamma_i)$ est l'erreur expérimentale, N le nombre de mesures effectuées: il est ici égal à 8.

Nous avons cherché à minimiser, par essai et erreur, l'expression (66) . On dira que les hypothèses, ici l'existence du potentiel $v(r)$, sont compatibles avec l'expérience, si la valeur minimale du χ^2 est inférieure ou égale au nombre de degrés de liberté du système, c'est-à-dire au nombre de points expérimentaux moins le nombre de paramètres à ajuster, soit 5 dans notre cas.

La figure 9 montre un exemple d'ajustement obtenu entre la courbe calculée et les points expérimentaux.

c) Estimation des erreurs sur les paramètres

Pour estimer l'erreur faite dans la détermination des paramètres nous avons tracé, à chaque énergie, des diagrammes semblables à ceux de la figure 10. Nous avons introduit les grandeurs $\bar{\sigma}$ et $\bar{D}$ respectivement proportionnelles à V_o et U_o.

$$V_o + i\,U_o = \frac{2}{E}\left(\bar{D} + i\,\frac{k\,\bar{\sigma}}{4\pi}\right)$$

et que l'on peut interpréter respectivement comme les parties réelle et imaginaire de l'

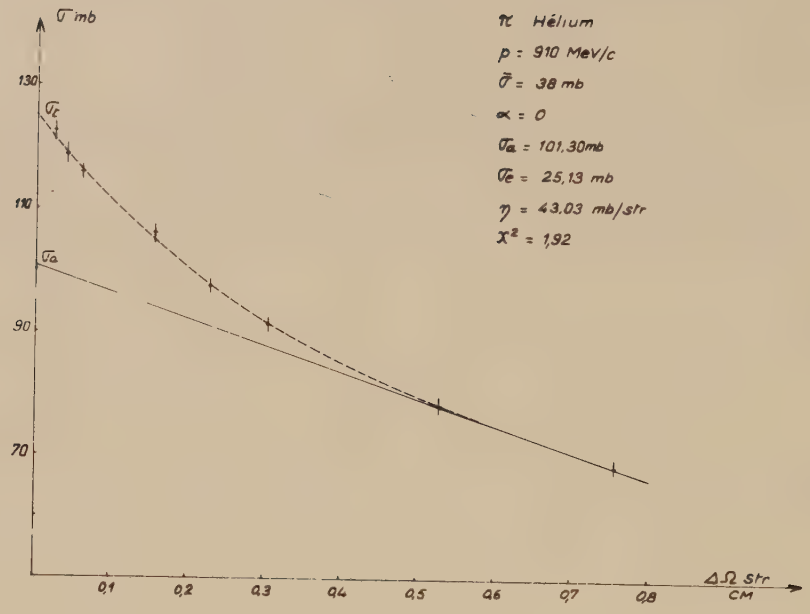

σ mb
π Hélium
p = 910 MeV/c
σ̄ = 38 mb
α = 0
σa = 101,30mb
σe = 25,13 mb
η = 43,03 mb/str
X² = 1,92
130
110
90
70
σt
σa
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
ΔΩ str
CM

Fig. 9

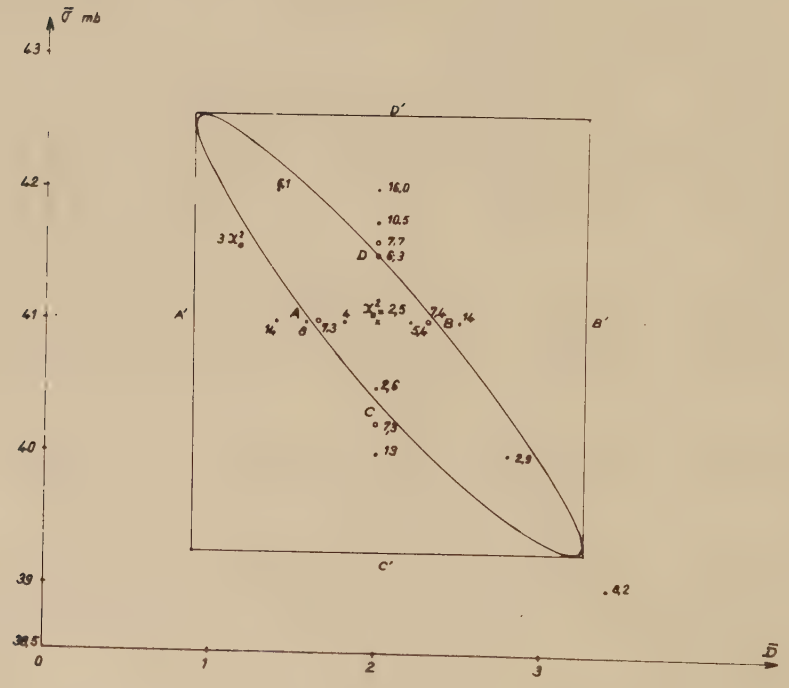

σ̄ mb
4,3
4,2
4,1
4,0
3,9
3,85
0
1
2
3
D̄
D'
A'
B'
C'
16,0
10,5
7,7
6,3
5,1
3 X₀²
D
A
B
C
2,5
2,6
1,9
2,9
4,2

Fig. 10

amplitude de diffusion vers l'avant π -nucléon lié. A chaque couple de valeur $\bar{\sigma}$ et $\bar{D}$ correspond une valeur de χ^2. (nous avons choisi la valeur de C qui donne, selon la méthode décrite en [37] , le meilleur χ^2)

Nous avons tracé la courbe $\chi^2 = 3\,\chi_0^2$, où χ_0^2 est la valeur minimale obtenue. Pour déterminer l'erreur nous avons tenu compte de la forme de la courbe : A', B', C', D' ont été pris comme limites d'erreur.

3°) Résultats ; comparaison avec les autres expériences

Nous avons porté dans le tableau VII, les grandeurs $\bar{D}$ et $\bar{\sigma}$. Ce tableau présente également les valeurs de C, σ_a , σ_e , σ_{tot} ainsi que la valeur minimale de χ^2.

La figure 11 représente la variation de la section efficace totale π -He en fonction de l'énergie du pion incident. Les résultats de diverses expériences antérieures y sont rassemblés. Nos valeurs sont inférieures à celles obtenues par BRAUTTI et al. [17] , en chambre à bulles. Ces auteurs remarquaient d'ailleurs que leurs mesures sont anormalement plus élevées que la section efficace moyenne calculée en tenant compte du mouvement des nucléons dans l'hélium.

Remarque

Afin d'évaluer l'influence de la "non localité" de l'interaction π -nucléon sur le poten - tiel optique, nous avons déterminé les paramètres V'_o et U'_o correspondant au potentiel

$$\mathcal{V}'(r) = (V'_o + i\ U'_o)\ \rho(r)$$

où $\rho(r)$ est la distribution des nucléons donnée en (60) avec $c^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle_{e.m.} = 1,322\ f^2$ Ceci revient à supposer valable l'approximation e) du chapitre I, c'est-à-dire à négli - ger la dépendance en q de M(k, q) dans l'expression (35) du potentiel.

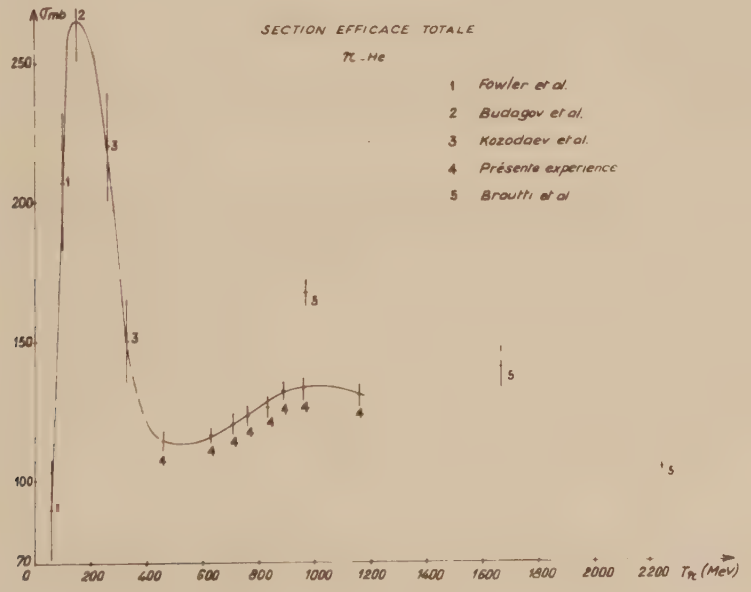


Fig. 11

TABLEAU VIII.

Diffusion π - hélium

T_π (MeV)	$\bar{\sigma}$ (mb)	$\bar{\sigma}'$ (mb)
465	30 ± 2	36 ± 2
630	33 ± 1,5	38 ± 1,5
720	35 ± 1,5	41,5 ± 1,5
760	35 ± 1,5	42 ± 1,5
829	38 ± 1,5	45 ± 1,5
884	38,5 ± 2	45 ± 1,5
958	38 ± 1,5	44,5 ± 1,5
1160	36 ± 1,5	42 ± 1,5

$\bar{\sigma}$ sections efficaces moyennes π - nucléon lié obtenues en tenant compte de "la non localité" de l'interaction π - nucléon.

$\bar{\sigma}'$ sections efficaces moyennes π - nucléon lié obtenues en négligeant la "non localité" de l'interaction π - nucléon.

Les valeurs de $\bar{\sigma}'$, qui est proportionnelle à U'_o, sont portées dans le tableau VIII. Elles sont toutes 15% supérieures aux valeurs correspondantes de $\bar{\sigma}$ (colonne 2).

La structure particulière de l'hélium (petit rayon et une couche complète de nucléon) explique la grande sensibilité du potentiel optique à la "non localité" de l'interaction π-nucléon.

C. - DISCUSSION DES RESULTATS : COMPARAISON ENTRE LES POTENTIELS PHENOMENOLOGIQUE ET THEORIQUE

1°) Les valeurs de χ^2 obtenues sont, sauf à 850 MeV/c, toutes inférieures à 5, nombre de degré de liberté du système. Un potentiel optique phénoménologique peut donc, entre 600 et 1300 MeV/c, rendre compte avec succès de la diffusion de mésons π par un noyau aussi léger que l'hélium.

Remarques

a) Ce résultat est confirmé de façon indépendante par le bon accord entre les valeurs des sections efficaces totales déterminées d'une part par le modèle optique (colonne 8 du tableau VII) et d'autre part par l'extrapolation linéaire des valeurs de $\sigma_m(\gamma)$ (colonne 9) (voir chapitre II). Cette dernière détermination étant tout à fait valable dans le cas de l'hélium (voir chapitre II).

TABLEAU IX.

Sections efficaces moyennes π - nucléon lié dans l'hélium.

T_π (MeV)	σ_2 (mb)	$\bar{\sigma}$ (mb)	$\bar{\sigma}_{th}$ (mb)
465	29	30 ± 2	30,3
630	30,9	33 ± 1,5	30,6
710	28	35 ± 1,5	32,4
760	30,3	35 ± 1,5	34,7
829	40,2	38 ± 1,5	37,3
884	43,5	38,5 ± 2	37,8
958	37,8	38 ± 1,5	37,2
1160	35,8	36 ± 1,5	36,7

$\sigma_2 = \frac{1}{2}(\sigma(\pi P) + \sigma(\pi N))$: section efficace moyenne π - nucléon libre

$\bar{\sigma}$: section efficace moyenne π - nucléon lié

$\bar{\sigma}_{th}$: section efficace théorique calculée en tenant compte du mouvement de Fermi des nucléons cibles.

b) BUGADOV et al. [10] ont également rendu compte de leurs mesures de diffusion π -hélium à 153 MeV à l'aide d'un potentiel optique phénoménologique. Celui-ci est en accord avec le potentiel calculé par FRANK, GAMMEL, WATSON [47] entre 0 et 300 MeV.

Il nous reste à comparer le potentiel phénoménologique $\mathcal{V}(r)$ qui vient d'être déterminé avec le potentiel théorique V(r) (relation (63)) déduit, après quelques approximations simplificatrices, de la théorie générale de la diffusion π -noyau.

2°) Comparaison entre V(r) et $\mathcal{V}(r)$

Afin de comparer les parties imaginaires de $\mathcal{V}(r)$ et de V(r), nous avons représenté sur la figure 12 les variations de $\bar{\sigma}$, section efficace moyenne π -nucléon lié dans l'hélium (qui est proportionnelle à U_o), et de $\sigma_2 = \frac{1}{2}(\sigma(\pi P) + \sigma(\pi N))$, section efficace moyenne π -nucléon libre (qui est reliée, par le théorème optique à Im M (k, o).

Les valeurs de $\bar{\sigma}$ et de σ_2 sont du même ordre de grandeur (Tableau IX). Mais la structure de $\bar{\sigma}$ est beaucoup moins accusée que celle de σ_2 tout particulièrement à 1025 MeV/c. D'après la discussion du chapitre III, ce désaccord doit être attribué au mouvement de Fermi des nucléons.

Le second membre de l'expression (32) du potentiel optique représente la somme, sur la distribution en impulsion des nucléons cibles, de toutes les diffusions cinématiquement possibles. On peut y faire l'approximation b) signalée au chapitre I, c'est-à-dire, remplacer $\vec{k}$ par $\vec{k}_1$, impulsion incidente du pion.

Nous avons montré (chapitre IV paragraphe A) que M(k, p, q) peut être remplacé par M (p, k, o) en modifiant le rayon quadratique moyen du noyau : la distribution $\rho(r)$, et donc la fonction d'onde, conservant la même forme.

Si l'on admet, en première approximation, que le mouvement de Fermi ne modifie pas la forme du potentiel, qui reste donnée par le facteur de forme du noyau, il suffit d'en examiner la profondeur. Celle-ci est égale à

$$(68) \quad \langle \vec{k} \mid V \mid \vec{k} \rangle = \int \left| \phi (\vec{p}_1 \cdots \vec{p}_4) \right|^2 \quad M (\vec{k}, \vec{p})\, d\vec{p}_1 \cdots d\vec{p}_4$$

La partie imaginaire du potentiel est proportionnelle à $\bar{\sigma}_{th}$

$$(69) \quad \bar{\sigma}_{th} \simeq \frac{4\pi}{k} \int \left| \phi (\vec{p}_1 \cdots \vec{p}_4) \right|^2 \quad \text{Im } M (\vec{K}, \vec{p})\, d\vec{p}_1 \cdots d\vec{p}_4$$

$$\text{où} \quad \text{Im } M (\vec{K}, \vec{p}) = \frac{\sqrt{E^2 - m^2}}{8\pi} \left[\sigma_{\pi P} (E) + \sigma_{\pi N} (E) \right]$$

E est l'énergie du pion dans le système du nucléon au repos définie en (55).

On obtient alors en utilisant la fonction d'onde (59) de l'hélium

$$(70) \quad \bar{\sigma}_{th} = \frac{4\sqrt{2}}{3\sqrt{3\pi}\, c^3 k^2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{2p^2}{3c^2}}\, p\, dp \int_E^{E_M} \sqrt{x^2 - m^2}\, \sigma (X)\, dX$$

$\sigma (X)$ est la demi-somme des sections efficaces $^{m}\pi$ -P et π -N à l'énergie $X.E_M$ et E_m ont été définis au chapitre III.

$\bar{\sigma}_{th}$ a été calculé sur ordinateur électronique ; nous avons utilisé les valeurs de $\sigma (X)$ données par AMBLARD et al. [3] . Les valeurs de $\bar{\sigma}_{th}$ sont données dans le tableau IX et sur la figure 12 ainsi que les valeurs correspondantes de $\bar{\sigma}$ et de σ_2

L'accord est bon entre les valeurs de $\bar{\sigma}$ et la valeur calculée $\bar{\sigma}_{th}$

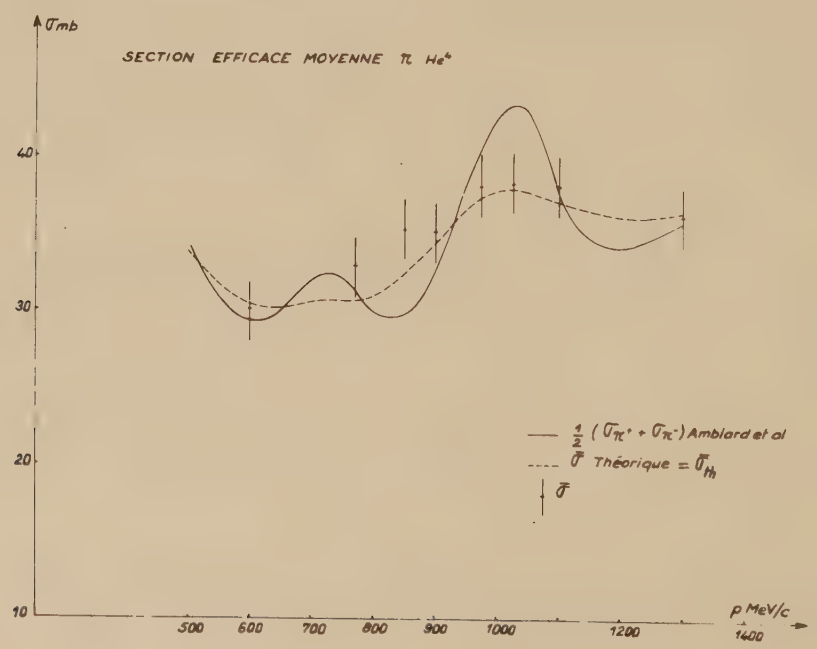


Fig. 12

En conclusion :

- La diffusion π-hélium peut être représentée par un potentiel phénoménologique, à condition de tenir compte de la "non localité" de la diffusion π -nucléon.

- Ce potentiel est en accord avec le potentiel déduit de la théorie si le mouvement de Fermi des nucléons de l'hélium est pris en considération.

- Les approximations d'impulsion et de diffusion multiple, discutées au chapitre I, sont valables entre 600 et 1300 MeV/c ; par contre l'approximation statique ne l'est pas.

x x
x

CHAPITRE V

INFLUENCE DU MOUVEMENT DE FERMI SUR LES SECTIONS EFFICACES π -NOYAUX LEGERS

Nous avons mis en évidence, dans les chapitres précédents, le rôle du mouvement de Fermi dans le calcul de la section efficace totale π -d et dans la détermination du potentiel optique π -noyau au voisinage des 2e et 3e résonances π -nucléon.

On peut penser qu'une étude systématique de la diffusion π -noyau, entre 500 et 1500 MeV/c, nous apporterait, par une méthode totalement différente de celles utilisées habituellement, des informations sur la distribution en impulsion des nucléons dans le noyau.

En vue de suggérer une telle étude nous allons :

a) discuter l'influence du mouvement de Fermi sur les sections efficaces totales de diffusion méson π -noyaux ;

b) Comparer les calcul s des sections efficaces différentielles π -noyau faits avec ou sans approximation statique c'est-à-dire en négligeant ou non l'impulsion du nucléon cible.

Trois noyaux légers, de structures très différentes, seront ainsi étudiés : le deutérium, l'hélium et le béryllium.

A. - SECTION EFFICACE TOTALE

L'amplitude de diffusion π -noyau, calculée à l'aide de l'approximation d'impulsion, s'écrit :

$$(71) \qquad \langle f \mid T \mid i \rangle = \sum_j \langle f \mid t(j) \mid i \rangle$$

où $t(j)$ est l'amplitude de diffusion du méson par le $j$ème nucléon du noyau.
$\mid i \rangle$ est l'état initial de la diffusion, défini au chapitre I.

Les termes de diffusion multiple ont été négligés. Le calcul de la section efficace totale π -noyau se conduit comme celui de $\sigma(\pi D)$ (relation (50)). On obtient

$$(72) \qquad \sigma_{tot} = \frac{1}{k} \sum_j \int \left| \phi(\vec{p}_1 \text{ --- } \vec{p}_A) \right|^2 \quad K \quad \sigma_{\pi N_j}(E)$$

$\sigma_{\pi N j}(E)$ est la section efficace totale de diffusion du méson π par le $j$ème nucléon.

1°) Section efficace totale π -hélium

En utilisant la fonction d'onde phénoménologique (59) pour décrire l'état fon-

damental de l'hélium on obtient :

(73) $\sigma_{tot}\ (\pi\ He) = 2\ \bar{\sigma}_{th}$

$\bar{\sigma}_{th}$ est la section efficace définie par la relation (70) et calculée au chapitre précédent.

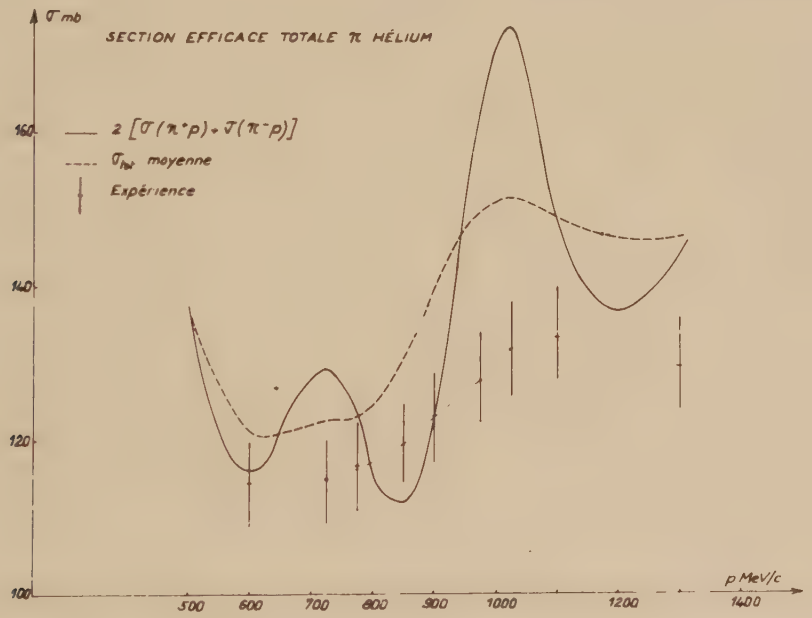
Nous avons porté $\sigma\ (\pi\ He)$ sur la figure 13. Elle est comparée à la section efficace totale mesurée par extrapolation linéaire (chapitre III) ainsi qu'à $\sigma_3 = 2\ (\sigma\ (\pi\ P) + \sigma\ (\pi\ N))$. La courbe représentant $\sigma\ (\pi\ He)$ calculée a la même allure que la courbe expérimentale ; ce n'est pas le cas de σ_3 . Le phénomène d'écrasement des résonances, déjà observé dans la diffusion π-d, apparaît ici également, il est même plus accusé.

Remarque

La différence entre la section efficace $\sigma\ (\pi\ He)_{tot}$ calculée et la section efficace expérimentale donne la contribution des termes de diffusion multiple qui est, de cette manière, déterminée expérimentalement. Cette contribution est nettement plus importante pour l'hélium que pour le deutérium, la densité des nucléons étant beaucoup plus grande dans le noyau d'hélium. Cette remarque constitue un argument en faveur du traitement de la diffusion π-hélium au moyen du potentiel optique et non au moyen de l'approximation d'impulsion comme la diffusion π-deuton (voir chapitre III).

2°) Section efficace totale π-béryllium

On calcule de la même façon la section efficace totale pion-beryllium en utilisant la fonction d'onde du modèle en couche d'un nucléon sur la couche P [50]



Note : l'origine des ordonnées est déplacée.

Fig. 13

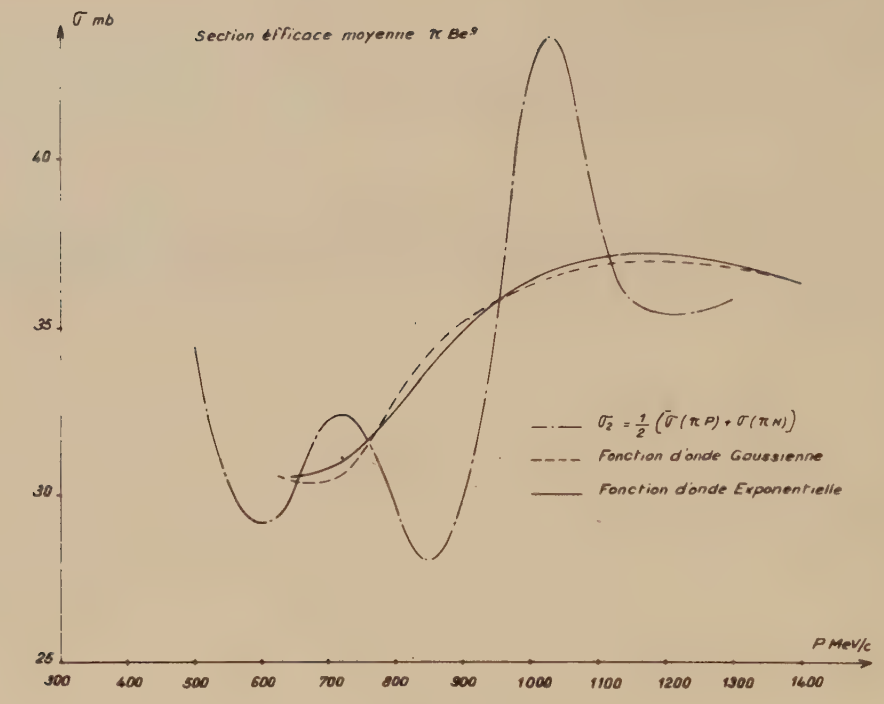

σ mb
Section efficace moyenne π Be⁹
40
35
30
25
300
400
500
600
700
800
900
1000
1100
1200
1300
1400
P MeV/c
σ₂ = ½ (σ(π P) + σ(π N))
Fonction d'onde Gaussienne
Fonction d'onde Exponentielle

Fig. 14

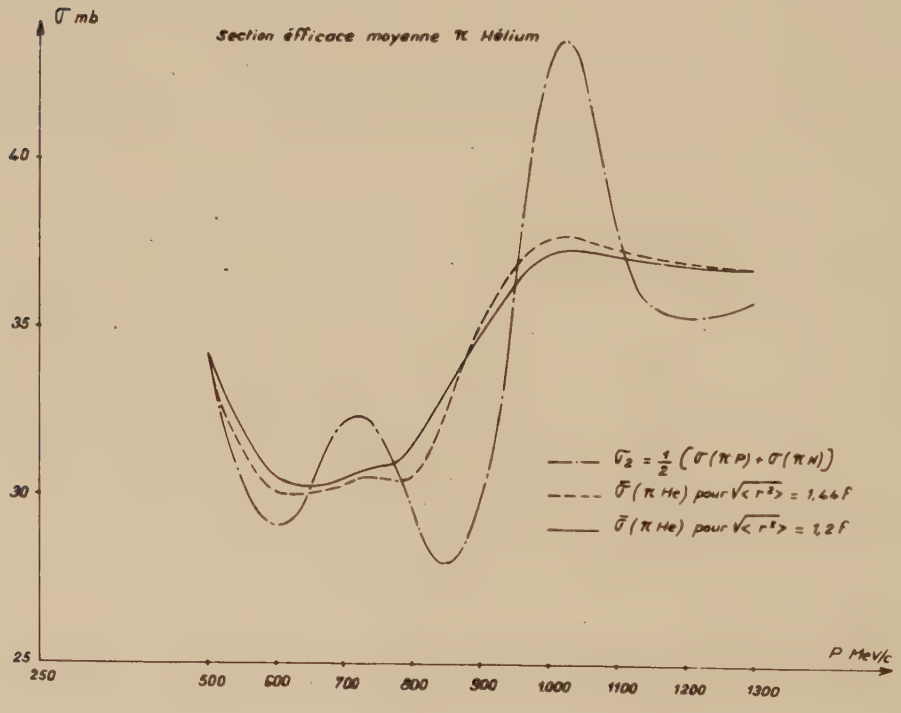

σ mb
Section efficace moyenne π Hélium
40
35
30
25
250
500
600
700
800
900
1000
1100
1200
1300
P MeV/c
σ₂ = ½ (σ(π P) + σ(π N))
σ(π He) pour √⟨r²⟩ = 1,44 f
σ(π He) pour √⟨r²⟩ = 1,2 f

Fig. 15

(74) $\Psi_{3/2}(\vec{r}) = R_{1,1}(r) \quad W^{m}_{1,\,3/2}(\gamma, \varphi)$

$R_{1,1}(r)$ est la fonction d'onde radiale.

$$R_{1,1}(r) = 2\pi^{-1/4} \alpha^{3/2} \sqrt{\frac{2}{3}} \alpha r e^{-\alpha^2 r^2/2}$$

α est relié au rayon quadratique moyen du béryllium mesuré par les expériences de diffusion d'électrons.

$$\alpha^2 = \frac{5}{2} \frac{1}{\langle r^2 \rangle}$$

$W^{m}_{1,\,3/2}(\gamma, \varphi)$ est la fonction d'onde angulaire d'une particule de moment angulaire J=3/2 et de moment orbital L = 1

Il vient après quelques calculs.

(75) $$\sigma_{tot}(\pi\,Be) = \frac{4}{3k^2\sqrt{\pi}\,\alpha^5} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\ell^2}{\alpha^2}} \ell^3 \, d\ell \int_{E_m}^{E_M} \sqrt{X^2 - m^2}\, \sigma(X)\, dX$$

Afin d'étudier l'influence de la forme de la fonction d'onde nucléaire, nous avons refait les mêmes calculs en utilisant la même fonction d'onde angulaire mais une fonction d'onde radiale de type exponentiel.

$$R_{1,1}(r) \simeq r e^{-\alpha_1 r/2}$$

avec $$\alpha_1^2 = \frac{30}{\langle r^2 \rangle} = (2{,}5\ f)^2$$

Les résultats correspondant aux deux types de fonction d'onde ont été portés sur la courbe 14. Le phénomène d'écrasement des résonances apparaît ici comme en

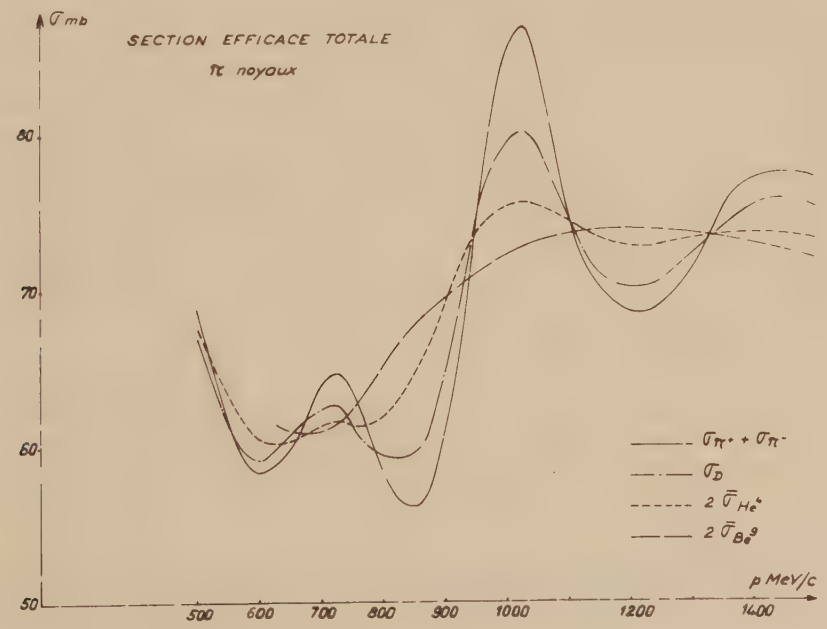


Fig. 16

π -hélium. On constate également le peu d'influence de la forme de la fonction d'onde.

On a fait également varier le rayon du noyau (figure 15). La variation de la section efficace qui en résulte est faible.

3°) Dans le but d'étudier la variation de l'influence du mouvement de Fermi avec le numéro atomique des noyaux nous avons porté sur la figure 16 les valeurs des sections efficaces moyennes π - D, π -He et π -Be. Elles y sont comparées à $\sigma_1 = \sigma(\pi P) + \sigma(\pi N)$ section efficace moyenne π -nucléon libre. Le phénomène d'écrasement croît rapidement avec le numéro atomique : les résonances à 725 et 1025 MeV/c, qui sont encore visibles en π - D, ont, par contre, complètement disparu en π -béryllium.

B. - SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

Nous comparons ici les calculs de la section efficace différentielle élastique faits avec ou sans approximation statique. Il n'existe pas de mesures précises de la section efficace différentielle π -noyau légers entre 500 et 1500 MeV/c ; les présents calculs ont pour but de montrer l'intérêt de telles mesures.

La section efficace différentielle élastique π-noyau, calculée au moyen de l'approximation d'impulsion, s'écrit

$$(76) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega} = |\langle f | T | i \rangle|^2 = \frac{1}{2} \sum_{s,\,s'} \Big| \sum_i \int \phi^*(\vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A)\, \phi(\vec{p}_1 \cdots \vec{p}_A)\, t_i(\vec{k}, \vec{p}, \vec{q})\, d\vec{p}_1 \cdots d\vec{p}_A \Big|^2$$

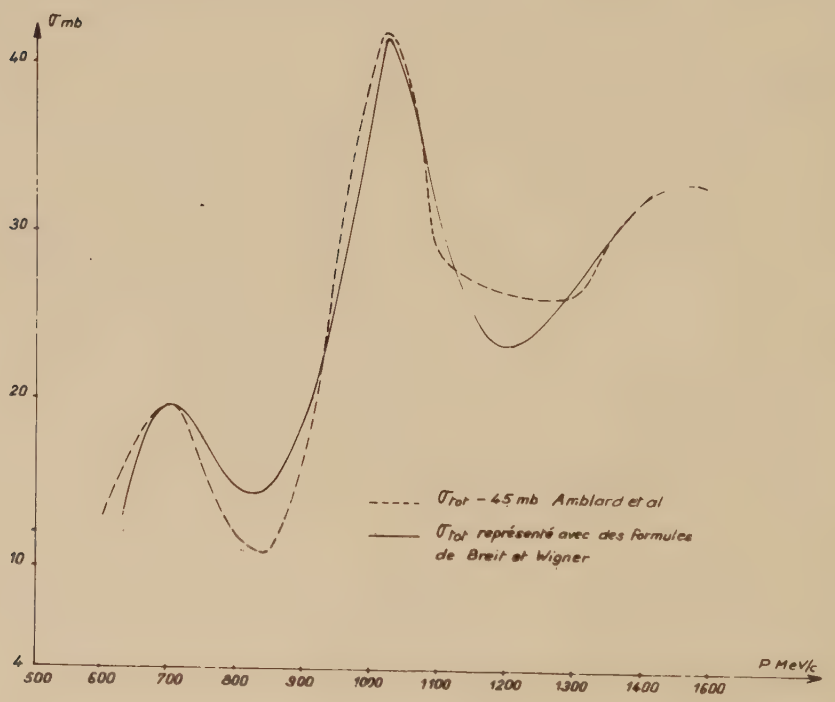


Fig. 17

L'application de l'approximation statique donne :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{s,\,s'} \left| \sum_{i=1}^{A} t_i(K, q) \right|^2 F^2(q) = A \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega} \right)_P F^2(q)$$

où F(q) est le facteur de forme défini en (7)

$$\left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega} \right)_p = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi P} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi N} \right\}$$

est la section efficace différentielle moyenne π -nucléon.

Le calcul exact de (76) nécessite la connaissance de $t_i(k, p, q) = t_i(K, q)$ pour toutes les valeurs de K et de q. La diffusion π -nucléon peut être représentée, en première approximation, par la superposition d'un fond continu et de résonances. Nous allons faire le calcul de (76) en soustrayant le fond continu et en représentant les résonances par des formules de Breit-Wigner.

Soit, dans le centre de masse π -nucléon,

$$t_i(\vec{k}, \vec{p}, \vec{q}) = \langle \vec{K'} \mid t_i \mid \vec{K} \rangle = \sum_j \frac{A_j}{\sqrt{s} - M_j + i\,\Gamma_j} \left[P_{\ell_j}(\cos\gamma) + i\,\vec{\sigma}.\vec{n}\; P^{(1)}_{\ell_j}(\cos\gamma) \right]$$

où $\vec{K'}$ et $\vec{K}$ sont les impulsions relatives π -nucléon i avant et après diffusion.

ℓ_j est le moment orbital de l'onde résonante π -nucléon. Mj, Aj, Γj, paramètres caractéristiques des résonances, ont été déterminés par ajustement sur la section efficace totale π -nucléon (voir figure 17).

$$\cos\gamma = 1 + \frac{2\,t\,s}{\left[s - (m + m_1)^2 \right] \left[s - (m - m_1)^2 \right]}$$

avec $s = (e + e_1)^2 - (\vec{p} + \vec{k})$

$$t = (e - e')^2 - q^2$$

C'est l'énergie du π après diffusion $e' = \sqrt{\vec{k'}^2 + m^2}$

$$\vec{n} = \frac{\vec{K}_1 \wedge \vec{K}_o}{\left| \vec{K}_1 \wedge \vec{K}_o \right|}$$

La section efficace différentielle a été calculée dans la zone 850-1400 MeV/c centrée sur la 3e résonance, en introduisant les résonances D 3/2 à 725 MeV/c, F 5/2 à 1025 MeV/c, et F 7/2 à 1450 MeV/c.

L'amplitude π -nucléon se décompose de la manière suivante.

$$\langle \vec{K'} \mid t(i) \mid \vec{K} \rangle = \mathcal{A} + i\,\vec{\sigma}.\vec{n}\,\mathcal{B}$$

Soit un terme sans retournement de spin

$$\mathcal{A} = \frac{A_1}{s - M_1 + i\,\Gamma_1} (3\cos^2\theta - 1) + \frac{A_2}{s - M_2 + i\,\Gamma_2} (5\cos^3\theta - \cos\theta) + \frac{A_{3/4}}{s - M_3 + i\,\Gamma_3} (35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$$

et un terme avec retournement de spin

$$\mathcal{B} = \frac{3 A_1 \quad (\cos\theta)}{s - M_1 + i \Gamma_1} + \frac{3 A_{2/2}}{s - M_2 + i \Gamma_2} (5 \cos^2 \theta - 1) + \frac{5 A3/2}{s - M_3 + i \Gamma_3} (7\cos^3 \theta - 3 \cos \theta)$$

Les courbes 18 à 22 représentent les sections efficaces différentielles π^- hélium calculées avec et sans approximation statique.

Le mouvement de Fermi introduit donc

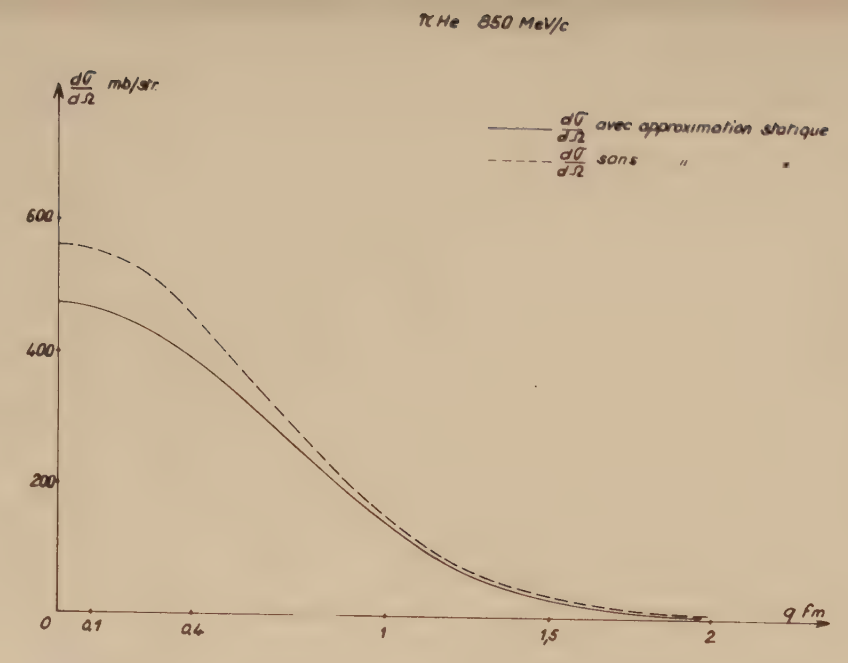
a) Un effet d'écrasement de la section efficace différentielle vers l'avant comparable à l'effet observé sur les sections efficaces totales.

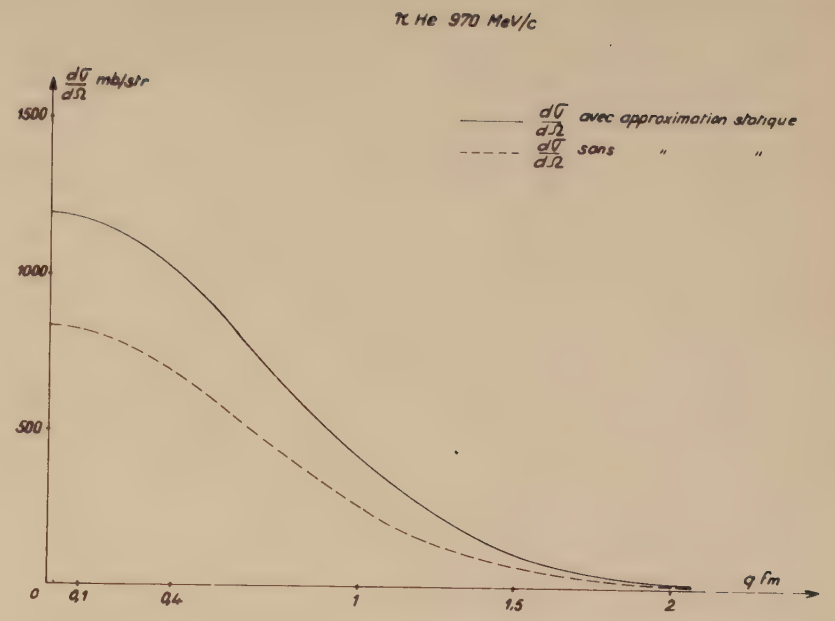
b) Une modification de l'allure de la section efficace différentielle.

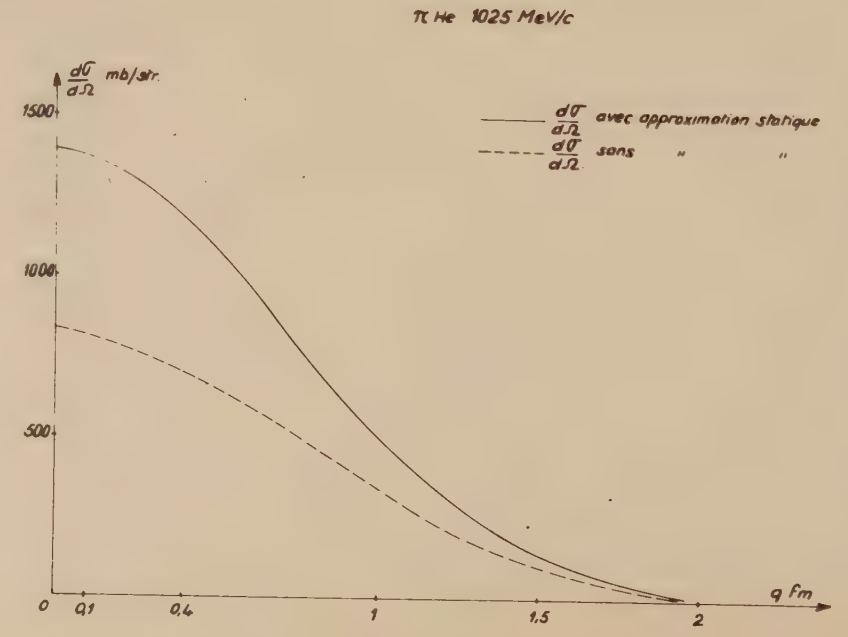
Les courbes 23 à 28 représentent les résultats de la même étude faite pour le deutérium et le béryllium (les calculs ont été faits en utilisant la fonction d'onde de Hulthen pour le deuton et la fonction d'onde du modèle en couche pour le béryllium.) On observe le même effet que précédemment.

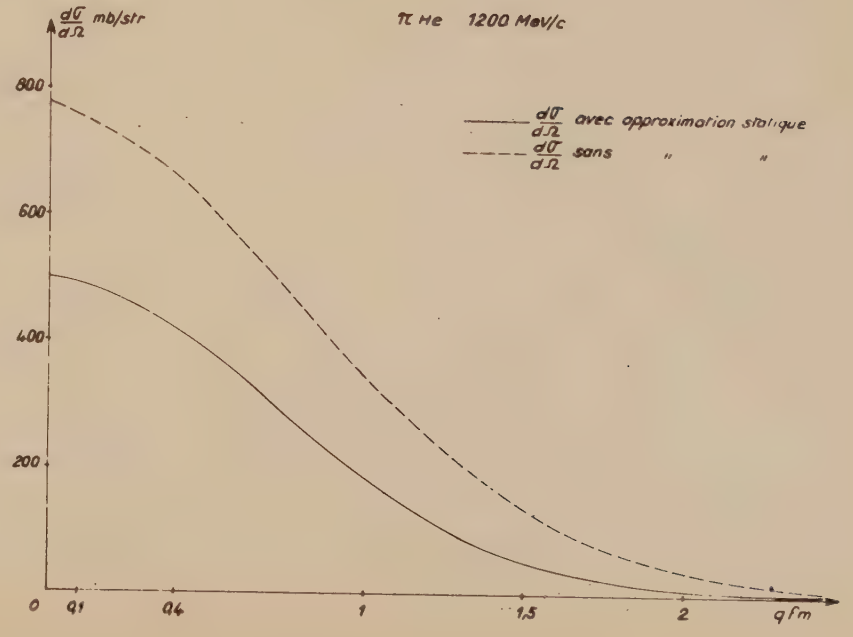
Etant donnée la sensibilité des sections efficaces différentielles π^--noyaux légers aux distributions en impulsion des nucléons cibles, il serait intéressant, en vue d'obtenir des informations sur ces distributions, de mesurer ces sections efficaces à quelques énergies entourant la 3e résonance π^--nucléon.

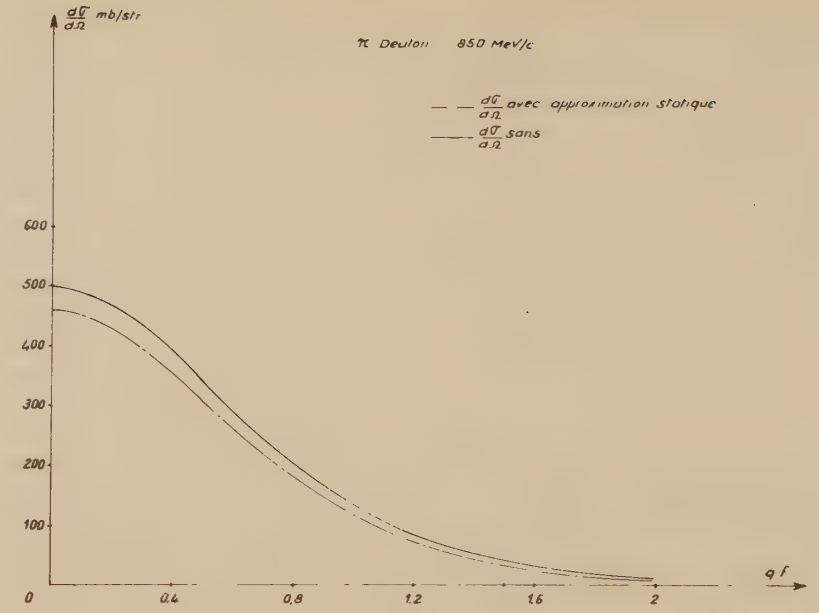
x x
x

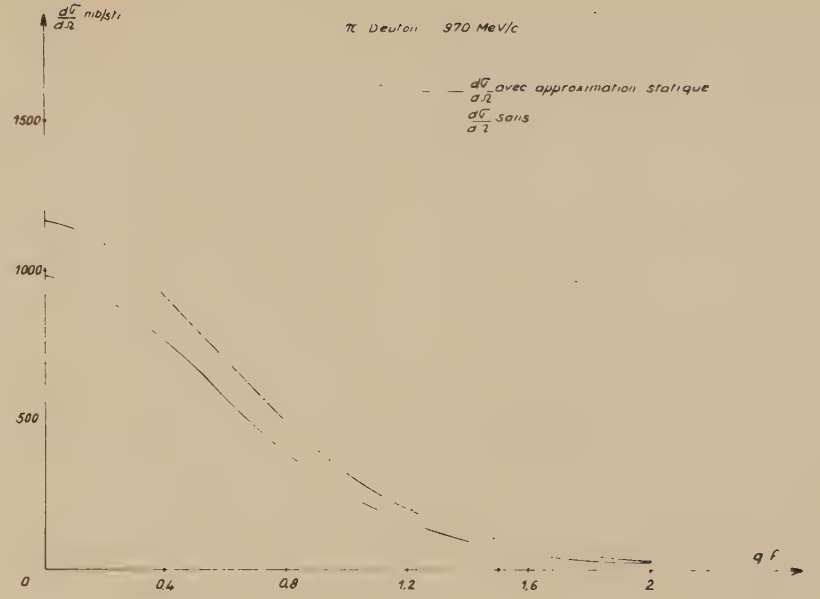

π He 850 MeV/c
dσ/dΩ mb/str
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans " "
600
400
200
0
0,1
0,4
1
1,5
2
q fm

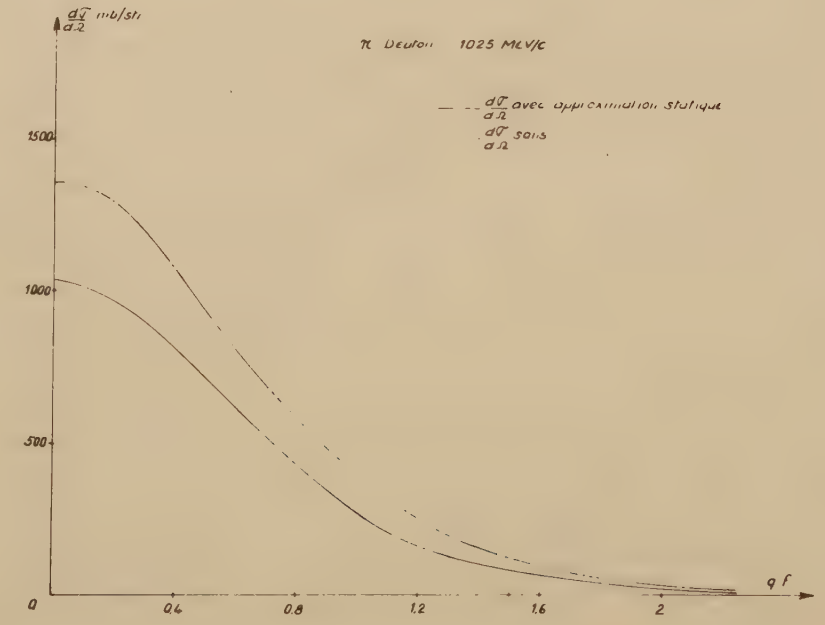

π He 970 MeV/c
dσ/dΩ mb/str
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans " "
1500
1000
500
0
0,1
0,4
1
1,5
2
q fm

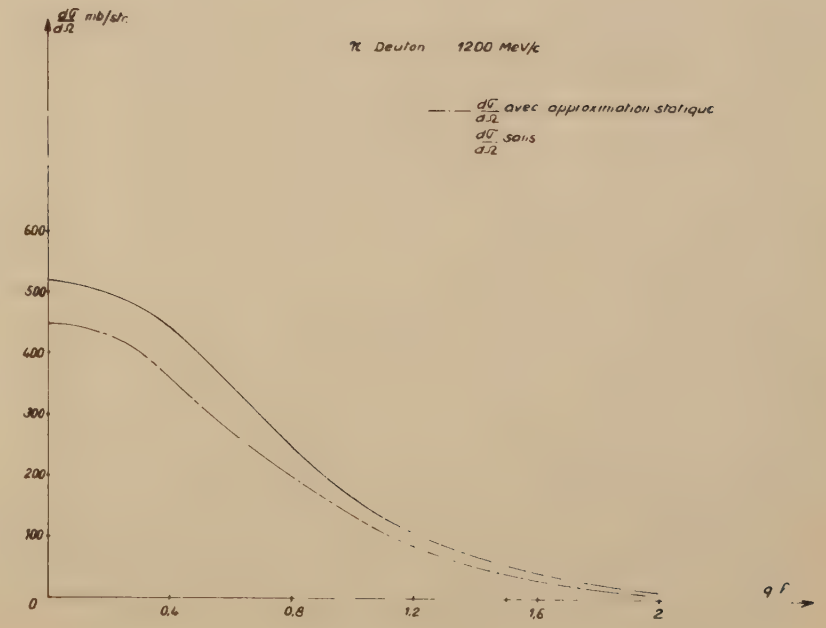

π He 1025 MeV/c
dσ/dΩ mb/str.
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans " "
1500
1000
500
0
0,1
0,4
1
1,5
2
q fm

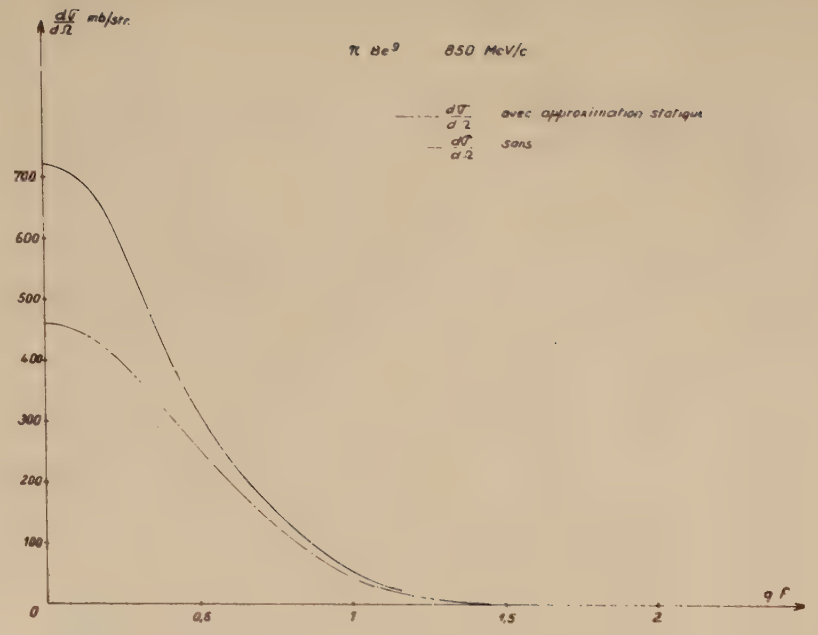

π He 1200 MeV/c
dσ/dΩ mb/str
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans " "
800
600
400
200
0
0,1
0,4
1
1,5
2
q fm

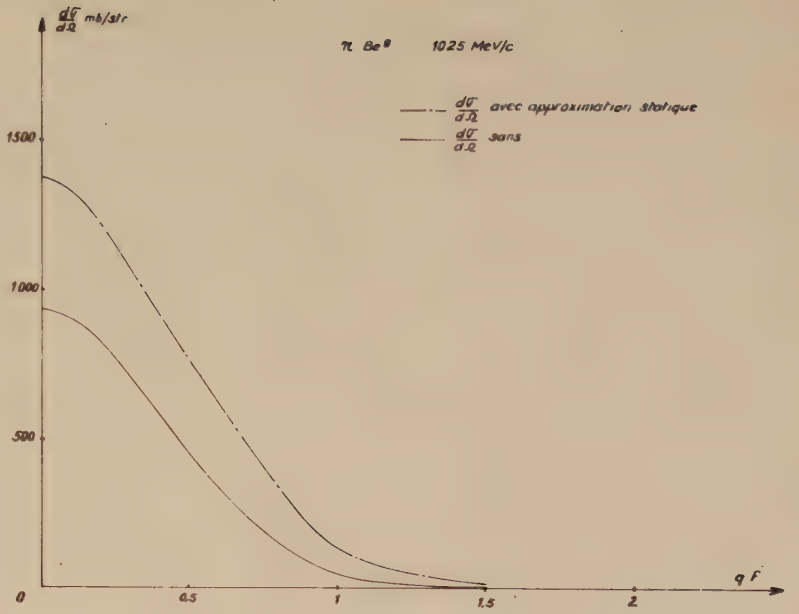

dσ/dΩ mb/str
π Deuton 850 MeV/c
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans
600
500
400
300
200
100
0
0.4
0.8
1.2
1.6
2
q f

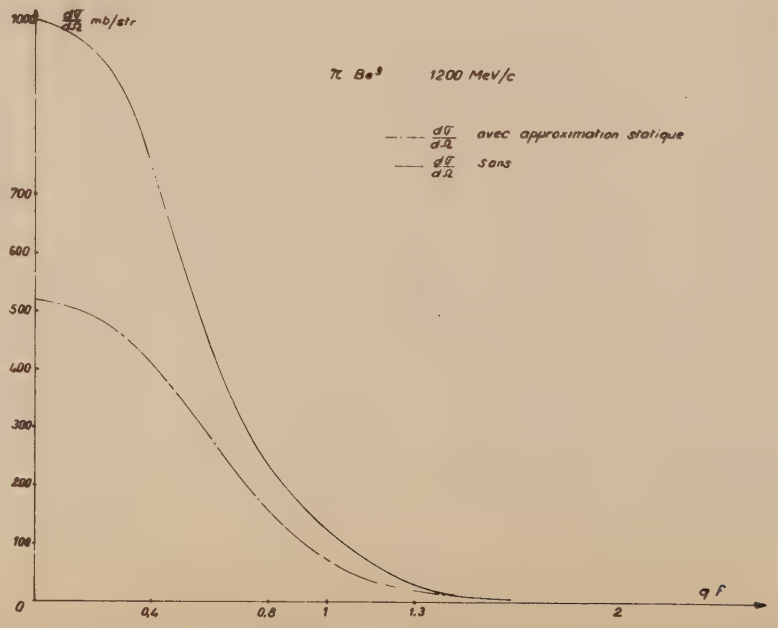

dσ/dΩ mb/str
π Deuton 970 MeV/c
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans
1500
1000
500
0
0.4
0.8
1.2
1.6
2
q f


dσ/dΩ mb/str
π Deuton 1025 MeV/c
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans
1500
1000
500
0
0.4
0.8
1.2
1.6
2
q f


dσ/dΩ mb/str
π Deuton 1200 MeV/c
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans
600
500
400
300
200
100
0
0.4
0.8
1.2
1.6
2
q f


dσ/dΩ mb/str
π Be⁹ 850 MeV/c
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans
700
600
500
400
300
200
100
0
0,5
1
1,5
2
q f


dσ/dΩ mb/str
π Be⁹ 1025 MeV/c
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans
1500
1000
500
0
0,5
1
1,5
2
q f


dσ/dΩ mb/str
π Be⁹ 1200 MeV/c
dσ/dΩ avec approximation statique
dσ/dΩ sans
1000
700
600
500
400
300
200
100
0
0,4
0,8
1
1,3
2
q f

CONCLUSIONS

Nous avons mesuré, à l'aide de compteurs à scintillation, les sections efficaces totales π-deuton et π-hélium, entre 500 et 1500 MeV/c, par la méthode d'atténuation d'un faisceau de mésons π dans une cible. Ces mesures ont été interprétées , les premières au moyen de l'approximation d'impulsion, les secondes au moyen du modèle optique. Quelques mesures de sections efficaces totales π^--proton ont été également effectuées ainsi qu'une comparaison des sections efficaces π^+D et π^-D.

1°) Les résultats de nos mesures de sections efficaces totales π^-- proton sont en accord avec ceux obtenus dans d'autres laboratoires. Les mesures comparatives des sections efficaces π^-deuton et π^+deuton ne font apparaître, dans les limites des erreurs expérimentales, aucune violation du principe de symétrie de charge. Ces erreurs sont inférieures à 1% à 1200 MeV/c. Elles sont de l'ordre de 5% à 1025, 850, 725 et 620 MeV/c.

2°) L'approximation d'impulsion seule ne permet pas de rendre compte de nos mesures de sections efficaces totales π -D entre 500 et 1500 MeV/c. On doit tenir compte des corrections de diffusions multiples. Celles-ci représentent au plus 6% de la section efficace totale. L'approximation statique n'est pas valable au voisinage des résonances π-nucléon à 725 et 1025 MeV/c. On a pu interpréter nos mesures π -D en tenant compte correctement du mouvement de Fermi des nucléons dans le deuton.

3°) De l'interprétation de nos mesures de diffusion π-hélium au moyen du potentiel optique nous pouvons tirer des conclusions suivantes :

- La diffusion π-hélium peut être représentée par un potentiel optique phénomènologique, à condition de tenir compte de la "non localité" de la diffusion π-nucléon..

- Ce potentiel est en accord avec le potentiel déduit de la théorie du modèle optique si l'on tient compte du mouvement de Fermi des nucléons dans l'hélium.

4°) Enfin nous avons discuté l'influence du mouvement de Fermi sur le calcul des sections efficaces différentielles de diffusion de pions par le deutérium, l'hélium et le béryllium.

x x
x

BIBLIOGRAPHIE

1 - J.C. BRISSON, J.F. DETOEUF, P. FALK-VAIRANT, L. VAN ROSSUM et G. VALLADAS, Nuovo Cimento 19 (1961), p.210

2 - T.J. DEVLIN, B.J. MOYER et V. PEREZ-MENDEZ, Phys. Rev. 125 (1962) p.690

3 - B. AMBLARD, P. BORGEAUD, Y. DUCROS, P. FALK-VAIRANT, O. GUISAN, W. LASKAR, P. SONDEREGGER, A. STIRLING, M. YVERT, A. TRAN HA et S.D. WARSHAW, Phys. Letters, 10 (1964) p.138

4 - G. BIZARD, J. DUCHON, J.M. FONTAINE, J. SEGUINOT, P. BAREYRE, C. BRICMAN, G. VALLADAS et G. VILLET, à paraître dans II Nuovo Cimento.

5 - P. BAREYRE, C. BRICMAN, A.V. STIRLING et G. VILLET, Phys.Letters 18 (1965) p.342

6 - P. AUVIL et C. LOVELACE, Nuovo Cimento 33 (1964)473. Les articles (6) et (7) contiennent de nombreuses références bibliographiques.

7 - R. EDELSTEIN, W. BAKER et J. RAINWATER, Phys. Rev.122 (1961) p.252

8 - T.A. FUJII, Phys. Rev.113 (1959) p.695

9 - E. LEADER, Nucl. Phys. 26 (1961) p.177

10- Y.A. BUDAGOV, P.F. ERMOLOV, E.A. KUSHNIRENKO et V.I. MOSKALEV, Soviet Phys. JETP15 (1962) p.824

11- M.M. STERNHEIM, Phys. Rev. 135 (1964) B 912

12- J.C. CARIS, E.A. KNAPP, V. PEREZ-MENDEZ et W.A. PERKINS, Phys. Rev. 126 (1962) p.295

13- E.G. PEWITT, G.B. YOLDH, M. DERRIC, J. FETKOVICH et T. FIELDS, Phys.Rev. 131 (1963) p.1826

14- L.S. DUL'KOVA, I.B. SCHOLOVA et M.G. SHAFRANOVA, Soviet Phys. JETP 35 (1959) p.217

15- R. COOL, O. PICCIONI et D. CLARK, Phys. Rev. 103 (1956) p.1082

16- J.W. CRONIN, R. COOL, et A. ABASHIAN, Phys. Rev. 107 (1957) p.1121

17- G. BRAUTTI, L. CHERSOVANI, C. FRANZINETTI, M. SEDMAK-FURLAN et R.TOSI TORELLI, Nuovo Cimento 19 (1961) p.1270

18- R. HOFSTADTER "Nuclear et nucleon structure" W.A. BENJAMIN, Inc. NEW YORK (1963) et plus particulièrement p. 220

19- F. BECKER et Z. MARIC prétirage (Orsay IPNO/TH-26) et Nuovo Cimento 36 (1965) p.1395

20- B. LIPPMAN et J. SCHWINGER, Phys. Rev. 79 (1950) p.469

21- K.M. WATSON , Phys.Rev.89 (1953) p.575 et 105 (1957) p.1388

22- K.L. KOWALSKI et D. FELDMAN, Phys. Rev. 130 (1963) p.276

23- G.F. CHEW, Phys. Rev. 80 (1950) p.196

24- T.Y. WU et T. OHMURA "Quantum Theory of Scattering" PRENTICE-HALL Inc.(1962)

25- M.L. GOLDBERGER et K. WATSON "Collision Theory" JOHN WILEY,New York (1964)

26- H. FESCHBACH, An. Rev. Nuc. Sc. 8 (1958) p.41

27- A. KERMAN, R.M. Mc MANUS et H. THALER, Annals of Phys. 8 (1959) p.551

28- P. JONES "The Optical Model" Interscience, New York (1963)

29- P.E. HODGSON, "The Optical Model of Elastic Scattering" OXFORD (1963)

30- R. JOHNSTON et K.M. WATSON, Nucl. Phys. 28 (1961) p.583

31- R.E. SCHENTER et B.W. DOWNS, Phys. Rev. 133 (1964) B 522

32- F.G. PEREY et D.S. SAXON, Phys. Let. 10 (1964)p.107

33- B. MULLIGAN, Annals of Phys. 26 (1964) p.159

34- R.E. SCHENTER et B.W. DOWNS, Phys. Rev. 129 (1963) p.2292

35- W. TOBOCMAN "Theory of Direct Nuclear Reactions" OXFORD (1961)

36- H.N. PENDLETON, Phys. Rev. 131 (1963) B 1883 ; D.R. HARRINGTON, Phys. Rev. 135 (1964) p.358

37- M. CROZON, P. CHAVANON, A. COURAU, T. LERAY, J.L. NARJOUX et J. TOCQUEVILLE, Nuclear Phys 64 (1965) p.567

M. CROZON, Thèse Paris (1964)
38- G. BIZARD, Communication privée
39- W.F. BAKER, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, R.H. PHILLIPS, A.L. READ, K. F. RILEY et H. RUDERMAN, Comptes-Rendus de la Conférence Internationale sur les particules élémentaires, Sienne Tome I, p.634 (1963)
40- M.J. LONGO et B.J. MOYER, Phys. Rev. Let. 9 (1962) p.466
41- D.E. DORFAN, J. EADES, L.M. LEDERMAN, W. LEE, C.C. TING, P. PIROUE, STUART SMITH, J.L. BROWN, J.A. KADYK et G.H. TRILLING, Phys. Rev. Let. 14 (1965) p.995
42- A.H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W.H. BARKAS, P.L. BASTIEN, J. KIRZ et M. ROOS, U.C.R.L. 8030 (March 1965).
43- R. GLAUBER, Phys. Rev. 100 (1955) p. 242
44- E. PAULI, A. MULLER, R. BARLOUTAUD, J. MEYER, M. BENEVENTANO, G. GIALANELLA et L. PAOLUZI, Nuovo Cimento 34 (1964) p.236
45- A. HERZENBERG et E.J. SQUIRES , Nucl. Phys. 19 (1960) p.280
46- L.D. ROPER, R.M. WRIGHT et B.T. FELD, Phys. Rev. 138 (1965) B 190
47- R.M. FRANK, J.L. GAMMEL, K.M. WATSON, Phys. Rev. 101 (1956) p.891
48- FOWLER, FOWLER, SHUTT, THORNDIKE et WHITTE MORE, Phys.Rev. 91 (1953) p.135
49- KOZODAEV, KULYUKIN, SULYAEV, FILIPPOV et SHCHERBAKOV, Soviet Phys . JETP 12 (1961) p.644
50- M.G. MAYER et J.M. JENSEN, "Elementary Theory of nuclear shell structure", John Willey, New York (1955)

x x
x

TABLE DES MATIERES

	pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : LE MODELE OPTIQUE et l'APPROXIMATION D'IMPULSION	3
A - Généralités	3
B - Le modèle optique	8
C - L'approximation d'impulsion appliquée à quelques cas particuliers	11
CHAPITRE II : MESURES	14
A - Principe des mesures	14
B - Dispositif expérimental	16
C - Mesures	18
CHAPITRE III : DISCUSSION DES RESULTATS DES DIFFUSIONS π-P et πD	24
A - Section efficace totale π-proton	24
B - Symétrie de charge	24
C - Section efficace totale π-deuton	24
CHAPITRE IV : INTERPRETATION DES MESURES DE DIFFUSION π-HELIUM AU MOYEN DU MODELE OPTIQUE	31
A - Le modèle optique appliqué à la diffusion π-hélium	31
B - Introduction d'un potentiel phénomènologique	33
C - Discussion des résultats : comparaison entre les potentiels phénomènologique et théorique	38
CHAPITRE V : INFLUENCE DU MOUVEMENT DE FERMI SUR LES SECTIONS EFFICACES π-NOYAUX LEGERS	42
A - Section efficace totale	42
B - Section efficace différentielle	46
CONCLUSIONS	52
BIBLIOGRAPHIE	53

x x

x

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Physique Atomique et Moleculaire du Collège de France. Je remercie Monsieur le Professeur F. PERRIN, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, de la bienveillance qu'il m'a toujours témoignée . Je suis reconnaissant à Monsieur R. MOCH, sous-directeur du laboratoire, d'avoir fa - cilité et encouragé mon orientation vers la physique expérimentale.

Monsieur B. JOUVET a guidé mes premiers pas dans la recherche. Je tiens à lui exprimer ici ma reconnaissance.

Monsieur J.F. DETOEUF a bien voulu assurer un rôle de conseil tout au long de la réalisation de ce travail. Il l'a fait avec beaucoup de compétence et de dévouement. Je tiens à lui dire ma sincère gratitude.

Monsieur Z. MARIĆ , professeur à l'Université de BELGRADE, a accepté , pendant son séjour en FRANCE, de diriger la partie théorique de ce travail. Il l'a fait avec beaucoup de compétence et de gentillesse. Je l'en remercie vivement.

Les expériences décrites dans cette thèse ont été réalisées par le groupe du laboratoire qu'anime Monsieur M. CROZON. Je ne saurais trop remercier Messieurs A. BERTHON, P. CHAVANON, M. CROZON, A. COURAU, J.L. NARJOUX, J. TOCQUE - VILLE : c'est grâce à leur esprit d'équipe et à leur compétence que ce travail, malgré des conditions matérielles souvent très difficiles, a pu être mené à bien. Je suis très heureux de pouvoir leur dire mon amical et très grand merci .

Je remercie également Mesdemoiselles J. DEVAUX, J. MASS, M. MIN - KOWSKI qui ont effectué de nombreux calculs à la main et sur ordinateur , Monsieur NONNON et l'équipe d'électroniciens de la S.E.F.A., en particulier Messieurs M. DU- MAYE et PHILIPPE, pour leur aide efficace.

Les expériences ont pu être réalisées grâce à Messieurs R. LEVY-MANDEL P. LEFRERE et leurs collaborateurs du Département Saturne de SACLAY. Je les en remercie tous.

Mes remerciements amicaux vont également à tous mes camarades du laboratoire qui m'ont aidé au cours de ce travail en particulier à Mademoiselle G. BORDES et Monsieur M. CROZON qui ont bien voulu relire ce texte.

Mesdames M.O. TOCQUEVILLE et ROUSSIN se sont chargées de la frappe de ce texte, Messieurs J.P. JOBEZ et L. DUMAIGNAUD ont réalisé les nombreuses figures. Je les remercie de leur aide et de leur amabilité.

x x

x

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

« QUELQUES DEVELOPPEMENTS RECENTS DE LA TECHNIQUE DES CHAMBRES A ETINCELLES ».

Vu et approuvé :

Paris, le 15 Décembre 1965

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

VU

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.